

SÉRIE A, N° 2009

N° D'ORDRE :

2876

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES GOUDET

1^{re} THÈSE. — LA MODULATION DE LA LUMIÈRE EN HAUTE FRÉ-
QUENCE PAR LES ONDES STATIONNAIRES ULTRA-
SONORES. APPLICATION A LA MESURE DES
DURÉES DE VIE DES SUBSTANCES FLUORESCENTES.

2^e THÈSE. — LES FONCTIONS DE BESSEL ET LEURS APPLI-
CATIONS.

Soutenues le 23 Octobre 1942 devant la Commission d'examen.

MM. GEORGES BRUHAT. *Président.*
Y. ROCARD..... }
A. KASTLER..... } *Examineurs.*

MASSON ET C^{IE}, ÉDITEURS

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VI^e

1942

SÉRIE A, N° 2009

N° D'ORDRE :

2876

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES GOUDET

1^{re} THÈSE. — LA MODULATION DE LA LUMIÈRE EN HAUTE FRÉ-
QUENCE PAR LES ONDES STATIONNAIRES ULTRA-
SONORES. APPLICATION A LA MESURE DES
DURÉES DE VIE DES SUBSTANCES FLUORESCENTES.

2^e THÈSE. — LES FONCTIONS DE BESSEL ET LEURS APPLI-
CATIONS.

Soutenues le 23 Octobre 1942 devant la Commission d'examen.

MM. GEORGES BRUHAT. *Président.*
Y. ROCARD..... }
A. KASTLER..... } *Examineurs.*

MASSON ET C^{IE}, ÉDITEURS

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VI^e

1942

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyens honoraires { M. MOLLIARD.
C. MAURAIN.

Doyen..... P. MONTEL, *Professeur*, Théorie des Fonctions.

Professeurs honoraires.	{	Léon BRILLOUIN.	G. BERTRAND.	CAULLERY.
		AUGER.	Ch. FABRY.	E. CARTAN.
		DANGEARD.	Léon BERTRAND.	E. BOREL.
		LESPIEAU.	WINTREBERT.	A. COTTON.
		VESSIOT.	DUBOSQ.	J. DRACH.
		PORTIER.	BOHN.	M. GUICHARD.
		LAPICQUE.	RABAUD.	LABROUSTE.



PROFESSEURS

Charles PÉREZ.....	T Zoologie.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
L. BLARINGHEM ..	T Botanique.	CHAZY.....	T Mécanique analytique.
G. JULIA.....	T Analyse supérieure.	GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	CROZE.....	T Physique théorique. Phy- sique céleste.
A. DENJOY.....	T Géométrie supérieure.	DUPONT.....	T Théories chimiques.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	VALIRON.....	T Calcul différentiel et in- tégral.
G. BRUHAT.....	T Physique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.).
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Ra- dioactivité.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
L. DUNOYER.....	T Chimie-Physique.	VAVON.....	T Analyse et mesures chi- miques.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	G. DARMOIS.....	T Mathématiques générales.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	AUBEL.....	Chimie biologique.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.
M. FRÉCHET.....	T Calcul des probabilités et Physique Mathématique.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Ra- dioactivité.
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	PLANTEFOL.....	T Botanique.
H. BEGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.	CABANNES.....	T Recherches physiques.
Foch.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	GRASSE.....	T Zoologie. Évolution des êtres organisés.
PAUTHENIER.....	Recherches physiques.	PRÉVOST.....	Chimie organique.
De BROGLIE.....	T Théories physiques.	BOULIGAND.....	Mathématiques.
CHRETIEN.....	Optique appliquée.	CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).
PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.	WYART.....	Minéralogie.
VILLEY.....	Mécanique physique et ex- périmentale.	TEISSIER.....	Zoologie.
COMBES.....	T Physiologie végétale.	MANGENOT.....	Biologie végétale (P.C.B.).
GARNIER.....	T Application de l'analyse à la géométrie.	P. AUGER.....	Physique.
PÉRES.....	T Mécanique rationnelle.	MONNIER.....	Physiologie générale.
HACKSPILL.....	T Chimie minérale.	PIVETEAU.....	Géologie.
TOUSSAINT.....	Technique aéronautique.	ROCARD.....	Physique.
M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).	H. CARTAN.....	Calcul Différentiel.
		SCHAEFFER.....	Physiologie générale.
		LAFFITTE.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK

A Monsieur GEORGES BRUHAT

*Très respectueux hommage.
Profonde reconnaissance.*

A Monsieur EUGÈNE BLOCH

Hommage de profond respect.

LA MODULATION DE LA LUMIÈRE EN HAUTE FRÉQUENCE PAR LES ONDES STATIONNAIRES ULTRA-SONORES

APPLICATION A LA MESURE DES DURÉES DE VIE
DE SUBSTANCES FLUORESCENTES

Par

GEORGES GOUDET

INTRODUCTION. — La diffraction de la lumière par les ondes ultra-sonores dans les liquides a été observée pour la première fois en 1932 par Lucas et Biquard, en même temps que par Debye et Sears ⁽¹⁾.

Leur source d'ultra-sons est une lame de quartz piézo-électrique Q à faces parallèles pourvue d'armatures métalliques et excitée sur une de ses fréquences propres N par un oscillateur à lampes (fig. 1).

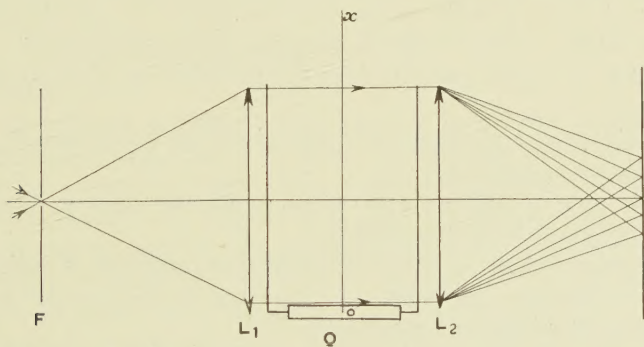


FIG. 1.

Elle est disposée au fond d'une cuve à faces parallèles contenant un liquide dans lequel elle produit une onde ultra-sonore plane et progressive de longueur d'onde Λ ; la direction de propagation Ox de cette onde

⁽¹⁾ LUCAS et BICUARD, *Journ. de Phys.*, **3** (1932), 464; DEBYE et SEARS, *Proceeding nati. Ac. des Sc.*, **18** (1932), 409.

est normale à Q, et l'indice de réfraction du liquide subit une variation périodique dans le temps t et l'espace proportionnelle à $\sin 2\pi \left(Nt - \frac{x}{\Lambda} \right)$.

Si la cuve est éclairée en lumière blanche, rendue parallèle aux plans d'onde, à l'aide d'une fente F et d'une lentille L_1 , on observe dans le plan focal image de la lentille L_2 qui reçoit le faisceau émergent la figure de diffraction due aux ultra-sons : une image centrale encadrée de spectres symétriques analogues à ceux que fournirait un réseau plan de pas égal à Λ , qui dans ces expériences est de l'ordre de 0,1 mm ; cet aspect subsiste si l'on dispose en face de la lame Q et parallèlement à elle un réflecteur plan R de verre ou de métal qui provoque la formation dans le liquide d'une onde stationnaire ultra-sonore. Mais dans ce cas, le liquide passe deux fois par période en l'état d'homogénéité et les spectres de diffraction disparaissent à ces instants. Leurs éclaircissements sont donc modulés à la fréquence $2N$. Il en est évidemment de même pour l'éclaircissement de l'image centrale qui est maximum quand le liquide est homogène, et minimum aux instants où l'onde stationnaire produit les plus grandes variations d'indice. Ce dispositif permet de réaliser la modulation de la lumière à des fréquences élevées qui peuvent dépasser 10^7 Hz et peut être utilisé pour la mesure des durées de vie de fluorescence ou pour la mesure sur un faible parcours de la vitesse de la lumière.

Il remplace avantageusement la cellule de Kerr employée jusqu'ici pour ces usages et qui présente plusieurs inconvénients :

1° Elle demande des champs électriques stables de plusieurs milliers de volts par centimètre ;

2° Le nitrobenzène habituellement choisi, pour la grande valeur de sa constante de Kerr, possède une conductivité suffisante pour s'échauffer de manière notable, ce qui trouble la constance du fonctionnement.

3° Enfin, ce liquide présente dans l'ultra-violet une absorption importante.

Le modulateur à ultra-sons n'a cependant fait l'objet que de travaux peu nombreux et qualitatifs ⁽¹⁾.

Dans la première partie de ce travail, je me suis proposé d'en étudier systématiquement le fonctionnement :

1° En prévoyant par le calcul les meilleures conditions d'utilisation de l'onde ultra-sonore et en réalisant un montage qui tient compte des résultats obtenus et permet de les contrôler ;

2° En déterminant expérimentalement la courbe de modulation de l'image centrale correspondant à la fréquence de modulation $2 \cdot 10^7$.

Dans la deuxième partie, j'ai développé une des applications du modulateur en l'utilisant dans un fluoromètre destiné à la mesure des durées de vie de l'ordre de $5 \cdot 10^{-9}$ sec. Je me suis attaché à réaliser un appareil d'emploi commode et de grande luminosité sans chemin optique variable,

(1) MAERCKS, *Phy. Zs.*, **37** (1936), 562 ; BECKER, *Zs. Hochfr.*, **48** (1936), 89.

suivant une méthode susceptible d'être étendue à l'ultra-violet. Avec cet appareil, j'ai effectué des mesures de durée de vie de solutions fluorescentes d'Uranine. J'ai pu vérifier de manière directe, deux lois importantes :

- a) La durée de vie est indépendante du rayonnement exciteur ;
- b) Elle est proportionnelle au rendement lumineux.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Je suis heureux d'exprimer ici ma reconnaissance à M. Eugène Bloch, qui l'a suscité et m'a réservé dans son laboratoire un accueil si bienveillant. Je remercie M. Georges Bruhat, Directeur de l'Ecole Normale Supérieure, de l'intérêt qu'il n'a cessé de porter à l'évolution de mes recherches et le prie de croire à toute ma gratitude. Je prie aussi M. Alfred Kastler, Professeur à l'Ecole Normale Supérieure, de trouver ici l'expression de mes remerciements pour ses conseils éclairés.

Je remercie enfin mes camarades et le personnel du Laboratoire pour leur cordial concours.

I. — ÉTUDE DE L'ONDE STATIONNAIRE ULTRA-SONORE EN VUE DE LA RÉALISATION D'UNE CELLULE MODULATRICE

1° ÉTUDE QUALITATIVE

Les principales qualités qu'il y a lieu de rechercher dans une cellule modulatrice sont :

- a) La profondeur de modulation.
- b) La stabilité.
- c) La luminosité, caractérisée par l'étendue du faisceau modulable.
- d) La transparence dans un domaine spectral aussi grand que possible.
- a) Le mécanisme par lequel nous avons montré qualitativement l'existence de la modulation, suppose que, deux fois par période, le liquide devient homogène. C'est ce qui se produirait si l'onde ultra-sonore était effectivement stationnaire, résultant de la superposition de deux ondes d'amplitudes égales, et de directions de propagation opposées.

En réalité il n'en est pas ainsi : d'une part, le liquide possède un coefficient d'absorption ultra-sonore dont l'effet est assez important pour provoquer un affaiblissement sensible des ondes dans l'espace qui sépare le quartz Q du réflecteur R ; d'autre part, le pouvoir réflecteur de R n'est pas égal à l'unité. Pour ces raisons, les deux ondes qui interfèrent en un point quelconque du liquide n'ont pas des amplitudes égales et à aucun instant elles ne peuvent annuler en tout point leurs effets. Elles sont équivalentes à l'ensemble d'une onde stationnaire et d'une onde progressive dont l'amplitude en un point est égale à l'excès de l'amplitude de l'onde

incidente sur celle de l'onde réfléchiée ; le liquide n'est jamais homogène et le flux lumineux Φ qui va se rassembler dans l'image centrale n'atteint, au cours d'une période, qu'un maximum Φ_M inférieur au flux Φ_0 transmis en l'absence de modulation.

D'autre part, l'étude optique qui sera rappelée plus loin montre qu'il est impossible de réduire Φ au-dessous d'une certaine fraction Φ_m de Φ_0 . Pour rendre le rapport Φ_M/Φ_m aussi grand que possible, il importe de réduire l'amplitude de l'onde progressive, en choisissant un liquide peu absorbant et en imposant une borne supérieure à la distance D qui sépare le quartz du réflecteur.

b) La recherche de la stabilité conduit également à limiter D . Le principal facteur d'instabilité est en effet la température, dont la variation modifie la vitesse de l'ultra-son dans le liquide et par conséquent la longueur d'onde. Il en résulte une variation des conditions de résonance de la colonne liquide et par suite une modification du mouvement dans son amplitude et sa phase.

Cet effet est d'autant plus sensible que D est plus grand par rapport à la longueur d'onde ultra-sonore.

c) La réduction de D a par contre l'inconvénient manifeste de diminuer l'étendue du faisceau utilisable.

d) Les qualités optiques du liquide seront examinées ultérieurement.

2° ETUDE QUANTITATIVE

ETABLISSEMENT DES FORMULES GÉNÉRALES

Nous allons maintenant préciser par le calcul les considérations qui viennent d'être exposées : soit une lame de quartz Q à faces A et B perpendiculaires à l'axe électrique et pourvues d'armatures, d'épaisseur et d'inertie négligeables (fig. 2).

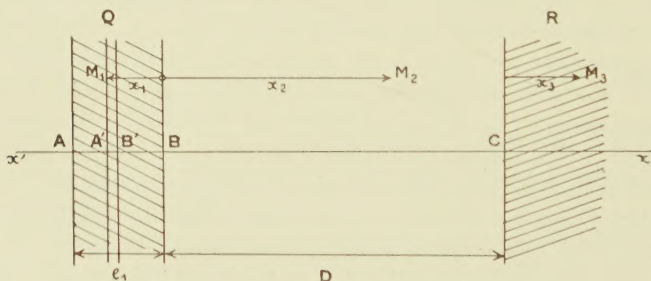


FIG. 2.

Soit R un réflecteur plan d'épaisseur infinie dont la face C est parallèle à Q . Par sa face A la lame de quartz d'épaisseur e_1 est en contact avec l'air tandis que par sa face B elle est en contact avec un liquide L qui remplit tout le volume compris entre cette face et le réflecteur.

On établit entre les armatures métalliques une différence de potentiel sinusoïdale U d'amplitude U_1 et de pulsation ω , soit en notation complexe :

$$U = U_A - U_B = U_1 e^{i\omega t}.$$

Un régime d'oscillations forcées sinusoïdales, de même pulsation, prend alors naissance en tout point de la lame, du liquide et du réflecteur, et la source de courant envoie sur les armatures métalliques des charges électriques opposées de densités σ_A et σ_B :

$$\sigma = \sigma_A = -\sigma_B = \sigma_1 e^{i\omega t}.$$

La valeur de ces charges ainsi que le mouvement d'un point quelconque peuvent être calculés en fonction de U par application des lois de la piézo-électricité et de la mécanique :

soient $x'x$ un axe normal aux faces du quartz, x_1 l'abscisse comptée à partir de B d'un point M_1 de la lame, y l'élongation, p la pression, h le champ électrique et b l'induction en ce point à l'instant t .

Les lois de la piézo-électricité appliquées à la lame infiniment mince A'B' comprise entre les plans d'abscisses x_1 et $x_1 + dx_1$ s'expriment par les relations linéaires (1) :

$$\begin{aligned} (1) \quad & \left\{ -\frac{\partial y}{\partial x_1} = \alpha_1 p \pm \delta h \right. \\ (2) \quad & \left. b = \varepsilon h \pm 4\pi \delta p \right. \end{aligned}$$

dans lesquelles α_1 est un coefficient d'élasticité, δ le module piézo-électrique principal, et ε le pouvoir inducteur spécifique du quartz en l'absence de compression.

Dans le système électro-statique C. G. S. :

$$\alpha_1 = 1,2 \cdot 10^{-12} \quad \delta = 6,45 \cdot 10^{-8} \quad \varepsilon = 4,5.$$

Le signe — devant δ correspond dans ces formules au cas où l'axe électrique de la lame a même sens que l'axe $x'x$; le signe + correspond au cas contraire. Nous supposons par exemple que nous sommes dans le premier cas.

En résolvant (1) et (2) en p et h , puis remplaçant b par $4\pi\sigma$ et négligeant devant l'unité $\frac{4\pi\delta^2}{\varepsilon\alpha_1}$ qui est de l'ordre de 0,01, nous obtenons :

$$(3) \quad \alpha_1 p = -\frac{\partial y}{\partial x_1} + \frac{4\pi\delta}{\varepsilon} \sigma$$

et :

$$(4) \quad \varepsilon h = 4\pi\sigma - \frac{4\pi\delta}{\alpha_1} \frac{\partial y}{\partial x_1}.$$

L'équation (4) peut être intégrée pour la lame entière et fournit, en appelant $\Delta e_1 = y_B - y_A$ l'allongement de celle-ci :

$$(5) \quad \sigma = \frac{\varepsilon U}{4\pi e_1} + \frac{\delta}{\alpha_1} \frac{\Delta e_1}{e_1}.$$

(1) BIQUARD. *Rev. ac.*, 3 (1934), 104.

Appliquant l'équation fondamentale de la dynamique à la lame A'B et désignant par ρ_1 la masse spécifique du quartz nous obtenons :

$$(6) \quad -\frac{\partial p}{\partial x_1} = \rho_1 \frac{\partial^2 y}{\partial t^2},$$

équation qui s'écrit encore, compte tenu de (3) :

$$(7) \quad \frac{\partial^2 y}{\partial x_1^2} = \alpha_1 \rho_1 \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}.$$

La vitesse de propagation des ébranlements longitudinaux dans le quartz est donc donnée par la même formule :

$$(8) \quad v_1 = \frac{1}{\sqrt{\alpha_1 \rho_1}}$$

que dans un corps non piézo-électrique.

Dans le calcul qui suit, nous affecterons des indices 1, 2, 3 les grandeurs relatives au quartz, au liquide et au réflecteur respectivement.

y_i ($i = 1, 2, 3$) désignera l'amplitude complexe du mouvement d'un point M_i quelconque, p_i l'amplitude complexe de pression correspondante, α_i le coefficient d'élasticité déjà envisagé pour le quartz ⁽¹⁾, ρ_i la masse spécifique, v_i la vitesse de propagation, Λ_i la longueur d'onde ultra-sonore, et β_i le coefficient d'absorption ultra-sonore à la fréquence considérée.

Quand le régime d'oscillations forcées est établi, l'amplitude complexe du mouvement d'un point M_i du quartz est de la forme :

$$y_1 = a_1 e^{-i\omega \frac{x_1}{v_1}} + a'_1 e^{i\omega \frac{x_1}{v_1}},$$

a_1 et a'_1 étant deux constantes complexes ; dans cette expression, l'amortissement des ondes a été négligé par suite de la faible épaisseur des lames de quartz utilisées.

En un point M_2 du liquide, défini par $BM_2 = x_2$, elle est :

$$y_2 = a_2 e^{-\left(\beta_2 + \frac{i\omega}{v_2}\right)x_2} + a'_2 e^{\left(\beta_2 + \frac{i\omega}{v_2}\right)x_2},$$

et en un point M_3 du réflecteur, défini par $CM_3 = x_3$:

$$y_3 = a_3 e^{-\left(\beta_3 + \frac{i\omega}{v_3}\right)x_3}.$$

Les amplitudes de pression correspondantes s'obtiennent par la formule (3) qui s'applique aux corps non piézo-électriques si l'on y fait $\delta = 0$.

Pour déterminer les 6 inconnues σ_1 , a_1 , a'_1 , a_2 , a'_2 , a_3 nous écrirons :

1° que la pression sur la face A au contact de l'air est nulle (1 équation) ;

(1) Pour le liquide, α est le coefficient de compressibilité adiabatique.

2° qu'il y a continuité de la pression et de l'élongation aux surfaces de séparation B et C (4 équations). Nous obtiendrons ainsi 5 équations linéaires qui, jointes à l'équation (5) permettront de résoudre le problème posé.

Dans ce calcul, nous sommes conduits à introduire les quantités :

$$R = \left(\frac{\rho_3 v_3 - \rho_2 v_2}{\rho_3 v_3 + \rho_2 v_2} \right)^2, \quad \text{pouvoir réflecteur de R dans le liquide L,}$$

$$\sqrt{R'} = \sqrt{R} e^{-2\beta_2 D}$$

et :

$$m = \frac{2D}{\Lambda_2}.$$

Nous obtenons finalement :

$$(9) \quad y_2 = a_2 \left[e^{-\left(\beta_2 + \frac{2\pi i}{\Lambda_2}\right)x_2} - \sqrt{R'} e^{-\left(\beta_2 + \frac{2\pi i}{\Lambda_2}\right)(2D - x_2)} \right]$$

et :

$$(10) \quad p_2 = i\omega\rho_2 v_2 a_2 \left[e^{-\left(\beta_2 + \frac{2\pi i}{\Lambda_2}\right)x_2} + \sqrt{R'} e^{-\left(\beta_2 + \frac{2\pi i}{\Lambda_2}\right)(2D - x_2)} \right],$$

a_2 étant défini par :

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\delta U_1}{a_2} &= \frac{2\pi e_1}{i\Lambda_1} \frac{\frac{\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1} (1 + \sqrt{R'} e^{-2im\pi}) \cos \frac{2\pi e_1}{\Lambda_1} + i(1 - \sqrt{R'} e^{-2im\pi}) \sin \frac{2\pi e_1}{\Lambda_1}}{1 - \cos \frac{2\pi e_1}{\Lambda_1}} \\ &\quad - \frac{4\pi\delta^2}{\varepsilon\alpha_1} \left[2(1 - \sqrt{R'} e^{-2im\pi}) - \frac{i\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1} \frac{1 + \sqrt{R'} e^{-2im\pi}}{1 - \cos \frac{2\pi e_1}{\Lambda_1}} \sin \frac{2\pi e_1}{\Lambda_1} \right]. \end{aligned} \right.$$

VENTRES ET NŒUDS. — Le coefficient β_2 est toujours assez petit pour que nous puissions négliger dans le liquide l'affaiblissement des ondes sur un parcours de l'ordre de Λ_2 . Dans ces conditions $|y_2|$ est maximum quand les arguments des deux exponentielles de la formule (9) diffèrent de $(2k_1 + 1)\pi$, k_1 étant un nombre entier inférieur à m , soit aux points d'abscisses :

$$x_2 = D - \frac{2k_1 + 1}{4} \Lambda_2$$

qui sont les ventres de mouvement.

L'amplitude complexe de mouvement y a pour valeur :

$$(12) \quad y_v = (-1)^{k_1} i e^{-im\pi} a_2 \left[e^{-\beta_2 \left(m - \frac{2k_1 + 1}{2}\right) \frac{\Lambda_2}{2}} + \sqrt{R'} e^{-\beta_2 \left(m + \frac{2k_1 + 1}{2}\right) \frac{\Lambda_2}{2}} \right]$$

Ces points sont aussi les nœuds de pression dont l'amplitude complexe est :

$$(13) \quad \left\{ \begin{aligned} p_N &= -(-1)^{k_1} e^{-im\pi} \omega\rho_2 v_2 a_2 \\ &\quad \left[e^{-\beta_2 \left(m - \frac{2k_1 + 1}{2}\right) \frac{\Lambda_2}{2}} - \sqrt{R'} e^{-\beta_2 \left(m + \frac{2k_1 + 1}{2}\right) \frac{\Lambda_2}{2}} \right]. \end{aligned} \right.$$

De même les points d'abscisses :

$$x_2 = D - k_2 \frac{\lambda_2}{2},$$

k_2 étant un nombre entier inférieur ou égal à m , sont les nœuds de mouvement et les ventres de pression ; ils sont caractérisés par les grandeurs :

$$(14) \quad y_N = (-1)^{k_2} e^{-im\pi} a_2 \left[e^{-\beta_2(m-k_2) \frac{\lambda_2}{2}} - \sqrt{R} e^{-\beta_2(m+k_2) \frac{\lambda_2}{2}} \right]$$

en quadrature avec y_V et :

$$(15) \quad p_V = (-1)^{k_2} i e^{-im\pi} \omega \rho_2 v_2 a_2 \left[e^{-\beta_2(m-k_2) \frac{\lambda_2}{2}} + \sqrt{R} e^{-\beta_2(m+k_2) \frac{\lambda_2}{2}} \right]$$

en quadrature avec p_N .

Le rapport $\left| \frac{p_V}{p_N} \right|$ doit être aussi grand que possible. Or sa valeur la plus faible, atteinte évidemment au voisinage du quartz, est :

$$\frac{1 + \sqrt{R'}}{1 - \sqrt{R'}} = \frac{1 + \sqrt{R} e^{-2\beta_2 D}}{1 - \sqrt{R} e^{-2\beta_2 D}}.$$

Nous rendrons ce rapport élevé en choisissant β_2 petit et R voisin de l'unité : le liquide utilisé devra être peu absorbant pour les ultra-sons ; de plus son « indice acoustique » $\rho_2 v_2$ devra être petit devant l'indice acoustique du réflecteur. Le xylène satisfait à ces deux conditions :

1° Son coefficient d'absorption β_2 a pour valeur $4,7 \cdot 10^{-2}$ (C. G. S.) pour la fréquence $7,958 \cdot 10^6$ Hz (¹).

Si nous voulons réaliser la modulation de la lumière à la fréquence $2 \cdot 10^7$ Hz (dont le choix résulte de considérations exposées plus loin) en vue de l'application à la mesure des durées de vie de fluorescence de solutions de matières colorantes, nous aurons une fréquence ultra-sonore de 10^7 Hz. Le coefficient β_2 étant proportionnel au carré de la fréquence (¹), sa valeur pour la fréquence utilisée sera $6,8 \cdot 10^{-2}$.

2° Pour le xylène enfin, à la température de 25° :

$$\rho_2 = 0,861 \quad v_2 = 1,33 \cdot 10^5 \text{ (unités C. G. S.)}$$

D'où :

$$\rho_2 v_2 = 1,14 \cdot 10^5$$

tandis que pour un réflecteur d'acier :

$$\rho_3 = 7,8 \quad v_3 = 5,2 \cdot 10^5.$$

D'où :

$$\rho_3 v_3 = 41 \cdot 10^5.$$

(¹) BIQUARD. Thèses, Paris, 1935.

Avec ces données, R a pour valeur 0,89 et $\sqrt{R}$ vaut 0,94. La longueur d'onde dans le liquide est $\Lambda_2 = 0,013$ cm. Si nous plaçons le réflecteur à 2,6 cm du quartz ($m = 400$) nous obtenons $\sqrt{R'} = 0,65$.

Le rapport $\left| \frac{p_v}{p_N} \right|$ est supérieur ou égal à $\frac{1+0,65}{1-0,65} = 4,7$. La quantité $e^{-\beta_2(m-k_2)\frac{\Lambda_2}{2}} + \sqrt{R}e^{-\beta_2(m+k_2)\frac{\Lambda_2}{2}}$ croît de 1,62 au voisinage du réflecteur à 1,65 au voisinage du quartz; l'amplitude des ventres est donc constante à 2 0/0 près.

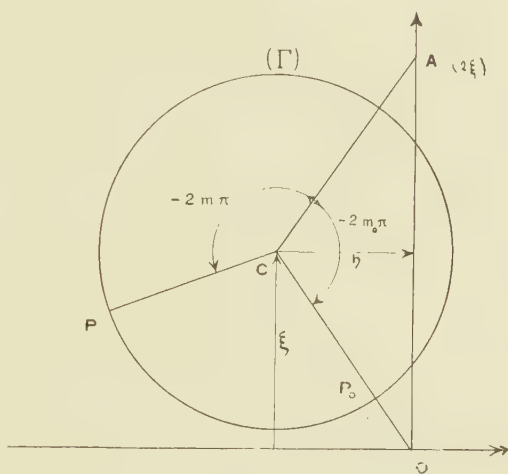
INFLUENCE DE LA POSITION DU RÉFLECTEUR. RÉSONANCE DE LA COLONNE LIQUIDE. — Un déplacement du réflecteur, c'est-à-dire une variation de m , produit d'après la formule (11) une variation de a_2 ainsi que des quantités y_v , y_N , p_v , p_N . Quand m ne varie que de quelques unités, nous pouvons considérer, par suite de la petitesse de $\beta_2\Lambda_2$, que les exponentielles qui figurent dans les crochets des expressions (12) (13) (14) (15) restent constantes; les quantités $|y_v|$, $|y_N|$, $|p_v|$, $|p_N|$ restent proportionnelles à $|a_2|$. Il nous suffit donc d'étudier la variation de ce dernier coefficient pour trouver la condition de résonance de la colonne liquide. La formule (11) qui le définit étant compliquée, nous commencerons par étudier le cas, le plus intéressant au point de vue pratique, où la lame de quartz est excitée sur une de ses fréquences propres. Cette hypothèse se traduit par :

$$e_1 = \frac{k\Lambda_1}{2}$$

k étant un nombre entier qui désigne le numéro de l'harmonique considéré. Si k est pair, $\cos \frac{2\pi e_1}{\Lambda_1} = \cos k\pi$ est égal à 1 et la formule (11) fournit $a_2 = 0$; il n'est pas possible d'exciter les harmoniques pairs d'une lame de quartz par le procédé étudié.

Si k est impair, la formule (11) devient :

$$\frac{\delta U_1}{a_2} = \frac{ik\pi}{2} \frac{\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1} (1 + \sqrt{R'}e^{-2im\pi}) - \frac{8\pi\delta^2}{\varepsilon\alpha_1} (1 - \sqrt{R'}e^{-2im\pi})$$



de la forme :

$$(16) \quad \frac{\delta U_1}{a_2} = \xi i (1 + \sqrt{R'} e^{-2im\pi}) - \eta (1 - \sqrt{R'} e^{-2im\pi}).$$

Quand m varie l'image P du nombre $\frac{\delta U_1}{a_2}$ décrit dans le plan complexe le cercle (Γ), indiqué sur la figure 3, qui a pour centre le point C $(-\eta + \xi i)$ et pour rayon $\rho = CO \cdot \sqrt{R'}$. La position de P sur ce cercle est définie par l'angle $(CA, CP) = -2m\pi$, A étant l'image du nombre $2\xi i$.

$|a_2|$ est maximum quand OP est minimum, c'est-à-dire quand P est en P_0 sur OC. m est alors défini par :

$$\operatorname{tg} m\pi = \frac{\xi}{\eta}$$

d'où :

$$m\pi = m_0\pi + k_3\pi \quad \left(0 \leq m_0 \leq \frac{1}{2}\right)$$

et :

$$(17) \quad D = D_0 + k_3 \frac{\Lambda_2}{2},$$

k_3 étant un nombre entier quelconque.

Or η est égal à $2 \cdot 10^{-2}$ (C. G. S.) ; d'autre part, pour les liquides usuels $\rho_2 v_2$ est de l'ordre de 10^5 (C. G. S.), tandis que pour le quartz :

$$\rho_1 = 2,65 \quad v_1 = 5,71 \cdot 10^5.$$

D'où :

$$\rho_1 v_1 = 15,1 \cdot 10^5$$

ξ est donc égal à 0,1 environ si le quartz est excité sur son fondamental ou 3, 5, 7.... fois plus grand s'il est excité sur un harmonique. Le rapport ξ/η est donc au moins égal à 5 et par suite $m_0\pi$ est voisin de $\frac{\pi}{2}$.

La condition de résonance (17) est donc sensiblement :

$$D = \left(k_3 + \frac{1}{2}\right) \frac{\Lambda_2}{2}.$$

La valeur correspondante de $|a_2|$ s'obtient aisément sur la figure 3 :

$$OP_0 = OC(1 - \sqrt{R'}) = \xi \sqrt{1 + \eta^2/\xi^2} (1 - \sqrt{R'})$$

ou, si l'on néglige $\frac{\eta^2}{\xi^2}$ devant l'unité :

$$\left| \frac{\delta U_1}{a_2} \right| = \xi (1 - \sqrt{R'})$$

ou enfin :

$$|a_2| = \frac{\delta U_1}{1 - \sqrt{R'}} \frac{2}{k\pi} \frac{\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2}.$$

En portant l'expression de a_2 dans les formules (12) à (15) on obtient les valeurs respectives des quantités y_v , y_N , p_v , p_N , quand la colonne

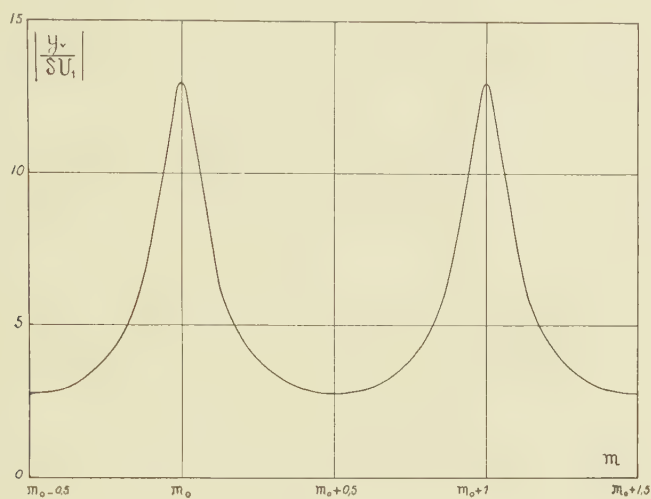


FIG. 4.

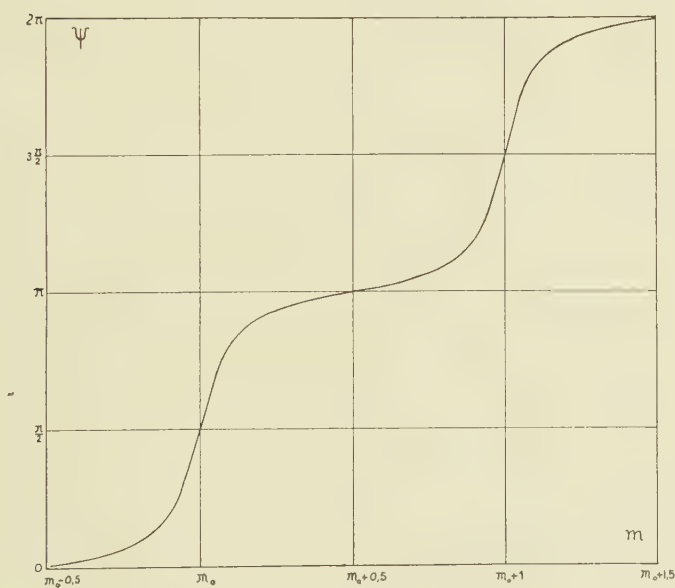


FIG. 5.

liquide est en résonance; en particulier, au voisinage du quartz les modules de ces quantités ont pour expressions respectives :

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_V = \frac{2}{k\pi} \frac{\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2} \frac{1 + \sqrt{R'}}{1 - \sqrt{R'}} \delta U_1. \\ Y_N = \frac{2}{k\pi} \frac{\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2} \delta U_1. \\ P_V = \frac{2}{k\pi} \omega \rho_1 v_1 \frac{1 + \sqrt{R'}}{1 - \sqrt{R'}} \delta U_1. \\ P_N = \frac{2}{k\pi} \omega \rho_1 v_1 \delta U_1. \end{array} \right.$$

Pour $U_1 = 40$ volts, $k = 3$, nous trouvons ainsi les valeurs numériques :

$$\left\{ \begin{array}{ll} Y_V = 11 \text{ Å} & Y_N = 2,4 \text{ Å} \\ P_V = 0,75 \cdot 10^6 \text{ barye} & P_N = 0,166 \cdot 10^6 \text{ barye.} \end{array} \right.$$

De plus, nous pouvons appliquer la construction de la figure 3 au tracé de la courbe de résonance; les figures 4 et 5 représentent les résultats obtenus : la première indique la variation du module de $y_V / \delta U_1$ en fonction de m , la deuxième la variation en fonction du même paramètre de la phase ψ de $y_V / \delta U_1$.

ETUDE DE LA COURBE DE RÉSONANCE AU VOISINAGE D'UN MAXIMUM. — La figure 4 montre l'acuité de la résonance; nous allons la préciser en étudiant $|y_V|$ et ψ au voisinage de la résonance.

Soient $\Delta m = m - m_0$ une petite variation de m à partir de la valeur de résonance m_0 , $\Delta |a_2|$ et $\Delta |y_V|$ les variations correspondantes de $|a_2|$ et $|y_V|$ respectivement. Si nous calculons $\frac{\delta U_1}{a_2}$ par la formule (16) en négligeant comme plus haut η^2 devant ξ^2 et en nous limitant aux termes du second ordre en Δm , nous obtenons :

$$\left| \frac{\delta U_1}{a_2} \right| = \xi (1 - \sqrt{R'}) \left[1 + \frac{2\pi^2 \sqrt{R'}}{(1 - \sqrt{R'})^2} \Delta m^2 \right]$$

ou :

$$(18) \quad \frac{\Delta |a_2|}{|a_2|} = - \frac{2\pi^2 \sqrt{R'} \Delta m^2}{(1 - \sqrt{R'})^2} = \frac{\Delta |y_V|}{Y_V}.$$

Nous obtenons de plus la variation de la phase ψ' de a_2 :

$$\Delta \psi' = \frac{-2\pi \sqrt{R'}}{1 - \sqrt{R'}} \Delta m$$

et celle de la phase ψ de y_V (équation 12) :

$$(19) \quad \Delta \psi = \frac{1 + \sqrt{R'}}{1 - \sqrt{R'}} \pi \Delta m.$$

STABILITÉ DE L'ONDE STATIONNAIRE A LA RÉSONANCE. — L'amplitude de l'onde stationnaire réglée à la résonance, peut être troublée par la variation d'un des facteurs qui modifient m . Si la distance D est maintenue fixe, deux facteurs qui agissent sur Λ_2 peuvent intervenir :

La fréquence N de la tension appliquée au quartz.

La température θ qui a pour effet de modifier la vitesse du son v_2 dans le liquide.

Nous examinerons plus loin l'influence de la fréquence qui est complexe. Pour préciser celle de la température introduisons le coefficient :

$$\mu = - \frac{1}{v_2} \frac{dv_2}{d\theta}.$$

Pour une petite variation $\Delta\theta$ de température, m subit la variation Δm définie par :

$$\frac{\Delta m}{m} = - \frac{\Delta v_2}{v_2} = \mu \Delta\theta.$$

Si donc nous voulons que $\frac{\Delta |y_v|}{Y_v}$ soit maintenu inférieur à q il faut réaliser la condition suivante qui résulte des équations (18) et (19) :

$$(20) \quad (\Delta\theta)^2 < \frac{1}{2\pi^2 m^2 \mu^2} \frac{(1 - \sqrt{R'})^2}{\sqrt{R'}} q.$$

La variation correspondante de ψ est d'après (19) :

$$(21) \quad \Delta\psi = \frac{1 + \sqrt{R'}}{1 - \sqrt{R'}} \pi m \mu \Delta\theta.$$

Dans le cas du xylène le coefficient de température μ a pour valeur $3,1 \cdot 10^{-3}$ (1).

Si nous adoptons les mêmes données numériques que plus haut et si nous nous imposons de maintenir l'amplitude y_v constante à 2 o/o, les formules (20) et (21) nous fournissent :

$$\Delta\theta < 0,01 \quad \Delta\psi < 10^\circ;$$

ces valeurs montrent le soin qu'il est nécessaire d'apporter dans la construction du modulateur à la stabilisation de température.

INFLUENCE DE LA FRÉQUENCE D'EXCITATION N . — Deux questions se posent pratiquement au sujet de la fréquence. Tout d'abord, si l'on fait varier N au voisinage d'une fréquence propre du quartz, en déplaçant simultanément le réflecteur de manière à réaliser pour chaque valeur N la résonance de la colonne liquide, quelle est la variation de Y_v ? La connaissance de ce résultat permet de savoir, dans le cas où le générateur de haute fréquence

(1) SEIFEN. *Zs. f. Phys.*, **408** (1937), 681.

est lui-même piloté par quartz, à quelle précision la fréquence du quartz pilote doit être égale à celle du quartz producteur d'ultra-son.

Enfin, le quartz étant excité sur une de ses fréquences propres et le modulateur étant réglé à la résonance, la fréquence d'excitation, par suite de l'instabilité du générateur haute fréquence, vient à subir une petite variation. La distance du réflecteur au quartz restant constante, quelle variation en résulte-t-il pour y_v ? C'est l'étude de la stabilité du dispositif initialement réglé.

Pour traiter ces deux questions, nous sommes obligés de remonter à la formule générale (11). Si nous posons :

$$(22) \quad N = N_0 (1 + \zeta),$$

N_0 étant une fréquence de résonance du quartz, nous obtenons, en nous limitant aux termes du second ordre en ζ :

$$\frac{\delta U_1}{a_2} = i\zeta'(1 + \sqrt{R'}e^{-2im\pi}) - \eta'(1 - \sqrt{R'}e^{-2im\pi})$$

formule analogue à (16) et dans laquelle on a posé :

$$\begin{aligned} \zeta' &= \zeta \left(1 + \frac{\zeta}{4} - \frac{3}{4} k^2 \pi^2 \zeta^2 \right) \\ \eta' &= \eta - \frac{k^2 \pi^2 \zeta^2}{2} - \frac{k^2 \pi^2 \eta^2}{2}. \end{aligned}$$

L'image P de $\frac{\delta U_1}{a_2}$ se construit encore par la méthode de la figure 3 dans laquelle on remplace les quantités ζ et η par ζ' et η' respectivement.

Pour une fréquence donnée, si l'on fait varier la distance D le point P décrit le cercle Γ' de centre $C'(\zeta' - \eta')$ et de rayon $C'O\sqrt{R'}$ et le minimum de $\left| \frac{\delta U_1}{a_2} \right|$ qui correspond à la résonance du liquide s'obtient encore quand P est en P_0 sur OC' . Il a pour valeur :

$$(1 - \sqrt{R'}) \sqrt{\zeta'^2 + \eta'^2}$$

au lieu de :

$$(1 - \sqrt{R'}) \sqrt{\zeta^2 + \eta^2}.$$

L'amplitude des ventres de mouvement à la résonance n'est donc plus Y_v mais :

$$Y_v' = Y_v \frac{\sqrt{\zeta^2 + \eta^2}}{\sqrt{\zeta'^2 + \eta'^2}}.$$

En explicitant ζ' et η' et en négligeant η^2 devant ζ^2 on obtient finalement :

$$Y_v' = Y_v \frac{1}{\sqrt{1 + \left[2 - \frac{32\pi\delta^2}{\varepsilon x_1} \left(\frac{\rho_1 \nu_1}{\rho_2 \nu_2} \right)^2 \right] \zeta^2 + k^2 \pi^2 \left(\frac{\rho_1 \nu_1}{\rho_2 \nu_2} \right)^2 \zeta^2}}$$

formule qui répond à la première question posée.

Le coefficient de ζ a pour valeur numérique — 11, dans le cas envisagé, tandis que celui de ζ^2 est d'environ $1,50 \cdot 10^4$. Le terme en ζ^2 est donc rapidement prépondérant. En particulier, la valeur de ζ pour laquelle

$$Y'_v = \frac{Y_v}{\sqrt{2}} \text{ est donnée par :}$$

$$(23) \quad \zeta = \frac{1}{k\pi} \frac{\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1} \quad \text{soit } 10^{-2} \text{ dans l'exemple numérique.}$$

La construction de la figure 3 va nous permettre aussi de répondre à la deuxième question posée. Quand, D étant fixe, la fréquence d'excitation subit une petite variation relative ζ' , ξ' , η' et m varient. En particulier la variation de m est fournie par :

$$\frac{\Delta m}{m} = \zeta'.$$

La droite CP tourne de π lorsque : $\Delta m = \frac{1}{2}$ ou $\zeta' = \frac{1}{2m}$. Pour des valeurs élevées de m , de l'ordre de celle que nous avons envisagée (400), $\zeta' = 1/800$ est petit vis-à-vis de ζ calculé par la formule (23).

Il en résulte *a fortiori* que si la variation de fréquence ζ' est assez petite pour que Δm soit faible devant l'unité, les variations de ξ' et η' sont tout à fait négligeables : on peut alors considérer que P décrit un arc d'un cercle fixe Γ et la variation correspondante $\Delta |y_v|$ de Y_v donnée par la formule (18) est :

$$(24) \quad \frac{\Delta |y_v|}{Y_v} = \frac{-2\pi^2 \sqrt{R'}}{(1 - \sqrt{R'})^2} \Delta m^2 = \frac{-2\pi^2 \sqrt{R'}}{(1 - \sqrt{R'})^2} m^2 \zeta'^2.$$

Dans l'exemple numérique étudié, cette formule conduit, si l'on veut que $\frac{\Delta |y_v|}{Y_v}$ soit inférieur à 2 o/o, à :

$$\Delta m < 1,5 \cdot 10^{-2} \quad \text{et} \quad \zeta' < 4 \cdot 10^{-5}$$

valeur effectivement très inférieure à la valeur ζ de la formule (23).

PUISSANCE DÉPENSÉE. — Si nous résolvons en σ_1 les équations de départ nous obtenons, dans le cas où le quartz est excité sur une de ses fréquences propres :

$$U_1 = \sigma_1 \left[\frac{4\pi e_1}{\varepsilon} + i \frac{32\pi \delta^2 \Lambda_1}{\alpha_1 \varepsilon^2} \frac{\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2} \frac{1 - \sqrt{R'} e^{-2im\pi}}{1 + \sqrt{R'} e^{-2im\pi}} \right]$$

ou :

$$U_1 = \sigma_1 (a + bi).$$

On déduit aisément de cette formule la puissance électrique dépensée :

$$W = \frac{\omega U_1^2}{2} \frac{b}{a^2 + b^2}.$$

L'examen numérique des coefficients montrant que b^2 est de l'ordre de $\frac{a^2}{10}$, nous adopterons pour W la formule approchée par excès :

$$W = \frac{\omega U_1^2}{2} \frac{b}{a^2}.$$

En particulier, quand la colonne liquide est à la résonance :

$$W = \frac{8\delta N^2}{k^2} \frac{(\rho_1 v_1)^2}{\rho_2 v_2} \frac{1 + \sqrt{R'}}{1 - \sqrt{R'}} I_{1/2}^2.$$

Cette formule fournit dans le cas numérique étudié :

$$W = 0,1 \text{ w/cm}^2.$$

LA DIFFRACTION DE LA LUMIÈRE PAR L'ONDE ULTRA-SONORE. — Nous terminerons cette étude théorique par un bref rappel de quelques résultats relatifs à la diffraction de la lumière par l'onde ultra-sonore :

Le problème de l'interaction d'une onde élastique et d'une onde lumineuse a été traité par L. Brillouin ⁽¹⁾ qui a appliqué la méthode des perturbations à l'intégration de l'équation de propagation de l'onde lumineuse dans le milieu perturbé par l'onde ultra-sonore. Le champ électrique diffracté est finalement défini par une équation aux dérivées partielles dont l'intégration fait appel aux fonctions de Mathieu, d'emploi incommode.

C'est pourquoi divers auteurs ⁽²⁾ ont cherché des solutions approchées, plus maniables. En particulier, Raman et Nagendra Nath admettent que les rayons lumineux passent à travers le faisceau ultra-sonore en restant rectilignes. Il en résulte que l'onde lumineuse garde une amplitude constante et que les variations

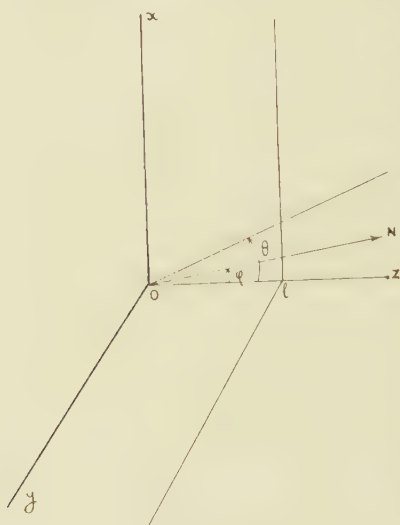


FIG. 6.

d'indice du milieu n'agissent que sur la phase. Le réseau ultra-sonore a pour effet principal de créer une modulation en phase de l'onde lumineuse émergente.

⁽¹⁾ L. BRILLOUIN. *Ann. de Phys.*, **47** (1922), 88; *Act. sc. et ind.*, fasc. 59 (1933).

⁽²⁾ RYTOV. *Act. sc. et ind.*, fasc. 613 (1938); LUCAS et BIQUARD. *J. de Phys.*, **3** (1932), 464; RAMAN et NAGENDRA NATH. *Proc. Ind. Acad. Sc. (A)*, **2** (1935), 406 et 413; **3** (1936), 75, 119 et 495.

Le calcul de la figure de diffraction à l'infini correspondant à cette onde conduit aux résultats suivants :

Supposons que le volume du liquide soumis à l'action de l'ultra-son soit compris entre les plans $z = 0$ et $z = l$ (fig. 6), que l'onde ultra-sonore de longueur d'onde Λ se propage suivant Ox et que l'onde lumineuse incidente soit plane, qu'elle ait pour longueur d'onde dans le vide λ et pour direction de propagation ON ($\sin \varphi$, O , $\cos \varphi$).

1° Les directions θ des faisceaux diffractés sont fournies par la formule même des réseaux plans :

$$\sin \theta - \sin \varphi = \frac{m\lambda}{\Lambda}$$

m étant un nombre entier quelconque, positif ou négatif.



FIG. 7.

2° L'intensité de la raie de rang m est proportionnelle à : $J_m^2(v)$, J_m désignant la fonction de Bessel d'ordre m et v étant une quantité proportionnelle à la variation Δn d'indice de réfraction :

$$v = 2 \frac{\Lambda}{\lambda} \frac{\sin \left(\frac{\pi l}{\Lambda} \operatorname{tg} \varphi \right)}{\sin \varphi} \Delta n \cos \omega l.$$

La figure 7 montre, d'après Raman et Nath, la répartition instantanée de l'intensité lumineuse dans les différents spectres, en fonction de v , dans le cas d'incidence normale ($\varphi = 0$).

La discussion de la limite de validité de cette théorie montre que le domaine d'application est limité par la condition ⁽¹⁾ :

$$\frac{l\lambda}{\lambda^2} < \frac{1}{2}.$$

Elle constitue cependant une première approximation commode et a fait l'objet de vérifications expérimentales ⁽²⁾.

CHOIX DU LIQUIDE. — Les considérations qui précèdent nous permettent d'indiquer de nouvelles qualités que l'on doit rechercher pour le liquide :

1° L'étendue du faisceau lumineux qu'il est possible de moduler est limitée par le fait que le diamètre apparent de la source dans le plan xOz doit être inférieur à l'angle θ_1 qui correspond aux spectres d'ordre ± 1 , de façon que ceux-ci n'empiètent pas sur la tache centrale. Si la source lumineuse est un rectangle de côtés respectivement parallèles à Ox et Oy , si θ' est le diamètre apparent du côté parallèle à Ox et Σ la section utile de l'onde ultra-sonore, l'étendue maximum du faisceau modulable est :

$$E = \Sigma \theta'_1.$$

Pour augmenter θ_1 il faut choisir Λ aussi faible que possible. On prendra donc un liquide ayant une grande masse spécifique ρ et un grand coefficient de compressibilité adiabatique α de façon que la vitesse du son $v = \frac{1}{\sqrt{\alpha\rho}}$ soit faible.

2° Il est également avantageux d'utiliser un liquide pour lequel l'indice n varie rapidement en fonction de la pression. La formule approchée de Lorentz-Lorenz :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = C^{\text{te}}$$

fournit par différentiation :

$$dn = \frac{d\rho}{\rho} \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} = \alpha d\rho \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n}$$

et montre qu'on a intérêt à choisir n et α grands.

Le tableau I réunit les valeurs des divers coefficients que nous avons considérés, pour quelques liquides (unités C. G. S.).

Les coefficients β ont été mesurés de 18° à 20° par Biquard ⁽³⁾ à la fréquence 7 958 kHz. α , ρ , v sont tirés d'un travail de Parthasarathy ⁽⁴⁾ et sont mesurés vers 25° à la fréquence 7 360 kHz.

⁽¹⁾ RYTOV. *Act. sc. et ind.*, **613** (1938).

⁽²⁾ SANDERS. *Canad. Journ. of Res.*, **44 A** (1936), 158.

⁽³⁾ BIQUARD. *C. R.*, **497** (1933), 309; *Thèse Paris* (1945).

⁽⁴⁾ PARTHASARATHY. *Proc. ind. Acad. Sc. (A)*, **2** (1935), 497; **3** (1936), 285 489 et 519; **4** (1936), 213.

TABLEAU I
(Unités C. G. S.)

Nature du liquide	$10^{12} \alpha$	ρ	$V \cdot 10^{-2}$	$10^2 \beta$	n_D	Transparence
Bromure de butyle.	76	1,27	1,020			
Bromure d'éthyle .	88	1,42	890			
Benzène	67	0,87	1.300	58	1.50	
Eau.	45	1	1.500	1,6	1.333	Transparent de 0,2 μ à 1,4 μ
Hexane	123	0,66	1.110			Transparent de 0,3 μ à 3,45 μ
Pentane	147	0,62	1 050		1 358	
Toluène	66	0,86	1 320	5,4	1.495	
Xylène	66	0,86	1.330	4,7	1.438 à 1.505	

Parmi ces liquides, j'ai choisi, comme je l'ai déjà indiqué, le xylène, qui réunit les qualités recherchées.

La variation de pression $\Delta p = 0,75 \cdot 10^6$ barye calculée dans l'exemple numérique de la page 12 produit dans ce liquide une variation d'indice $\Delta n = 3 \cdot 10^{-5}$. Pour une largeur de faisceau ultra-sonore $l = 3,5$ cm et pour $\lambda = 0,6 \mu$ la quantité v a pour valeur $9 \cos \omega t$.

La théorie de Raman et Nath n'étant certainement pas applicable ici ($\frac{\lambda}{\Lambda^2} = 2$) nous nous contenterons d'une conclusion qualitative : la valeur de v trouvée est suffisante pour donner des spectres de diffraction intenses.

Dans le cas où l'on opère en lumière blanche, l'angle θ_1 qui limite l'étendue du faisceau est celui qui correspond à la partie bleue du spectre. Dans le même exemple numérique que plus haut et pour $\lambda = 0,4 \mu$, θ_1 a pour valeur $3,1 \cdot 10^{-3}$, ce qui correspond par exemple à un filament de lampe de diamètre 1 mm placé dans le plan focal d'une lentille de 30 cm de distance focale. La longueur de filament utilisable n'est pas limitée. Dans le montage qui sera décrit au chapitre suivant, le filament a 6 mm de longueur. La lame de quartz étant carrée, de côté 35 mm, la surface utile est, lorsque le réflecteur est distant de 26 mm :

$$\Sigma = 3,5 \cdot 2,6 = 9 \text{ cm}^2$$

et l'étendue du faisceau modulé est :

$$E = 9,3,1 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{6}{300} = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2.$$

II. — RÉALISATION DU MODULATEUR. VÉRIFICATIONS DIVERSES

1° MONTAGE OPTIQUE

Le montage optique est représenté par la figure 8. S est une lampe à incandescence à filament ramassé (1 mm $\times$ 6 mm) d'une puissance de 27 watts fonctionnant sous 12 volts. L_1 et L_2 sont deux lentilles achromatiques de 30 cm de distance focale et d'ouverture $f/6$. La fente F sert à

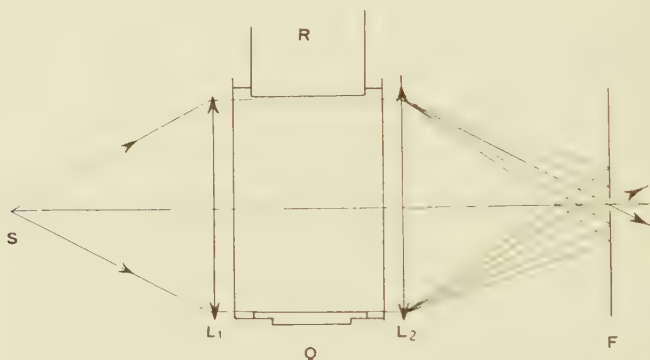


FIG. 8.

isoler l'image centrale des spectres de diffraction et constitue la source de lumière modulée. L'orientation de la cuve est réglée de manière que les spectres aient une distribution symétrique, ce qui correspond au cas où les rayons lumineux incidents sont parallèles aux plans d'onde ultra-sonore.

2° GÉNÉRATEUR DE HAUTE FRÉQUENCE

Le générateur de haute fréquence a été construit de manière à fournir une tension de fréquence 10^7 Hz stable en fréquence et en amplitude. Il comporte un étage oscillateur piloté par quartz (tétrode 6L6 de la Radio Corporation of America) (fig. 9).

Le quartz pilote a pour fréquence propre $\frac{1}{3} \cdot 10^7$ Hz. Le montage utilisé a pour effet de provoquer des oscillations de cette fréquence dans la triode constituée par la cathode, la grille et l'écran de la lampe 6L6. Le circuit anti-résonant L_2C_2 inséré sur la plaque de cette lampe est accordé sur

la fréquence triple. A ses bornes se développe une tension de fréquence 10^7 Hz. C'est en somme réunis dans la même lampe un étage oscillateur et un étage tripleur de fréquence. Ce dispositif a l'avantage d'éviter l'emploi d'un quartz pilote de fréquence propre 10^7 Hz (épaisseur 0,3 mm) qui serait plus fragile que le cristal utilisé ici, 3 fois plus épais. Il permet en outre, par changement de L_2C_2 l'obtention d'autres harmoniques du quartz pilote que l'harmonique 3.

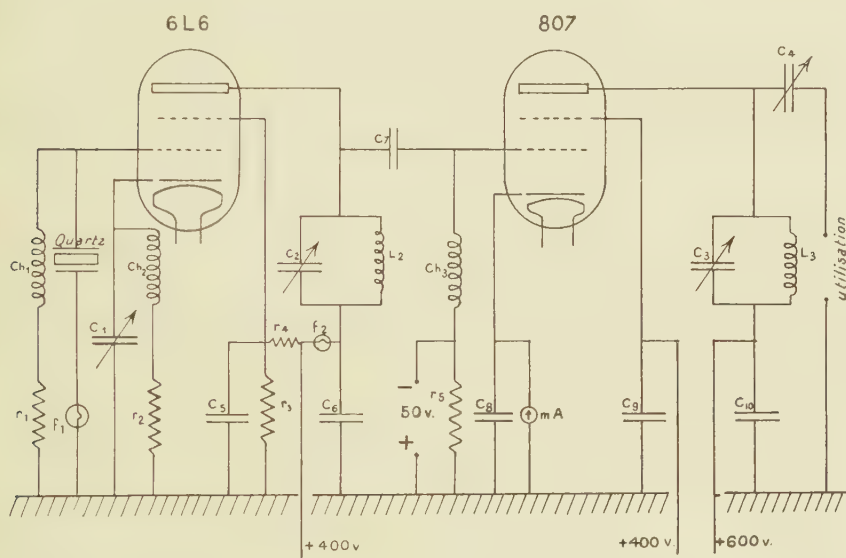


FIG. 9.

Résistances

r_1 . . .	100 000 ohms
r_2 . . .	400 »
r_3 . . .	50 000 »
r_4 . . .	15 000 »
r_5 . . .	50 000 »

Condensateurs

C_1 , condensateur variable.	200 cm.
C_2 , »	150 »
C_3 , »	150 »
C_4 , »	150 »
$C_5, C_6, C_8, C_9, C_{10}$, condensateurs au mica de . . .	10 000 »
C_7 , id.	1 000 »

Selfs

Ch_1, Ch_2, Ch_3 : Selfs de choc national R. 100
 L_2 : 10 spires, diamètre 40 mm., pas 2 mm.
 L_3 : 7 spires, diamètre 62 mm., pas 2 mm.

Fusibles : f_1, f_2 .

Milliampèremètre 100 mA : mA.

Un second étage amplificateur utilise une tétrode 807 (RCA) et fournit une puissance de sortie de 30 watts largement supérieure à celle qui est nécessaire pour exciter le quartz émetteur d'ultra-sons (1 watt environ). Aucune réaction de celui-ci sur l'émetteur n'est donc à craindre. L'alimentation est entièrement réalisée à partir du secteur alternatif 115 volts par l'intermédiaire d'un transformateur à saturation de fer (Elco) régulateur

de tension. Cet appareil est suivi d'une part, d'un transformateur pour le chauffage des lampes, d'autre part, de redresseurs classiques à valves qui produisent les tensions continues. Une variation de 10 0/0 de la tension du secteur, ne provoque que des variations inférieures à 0,5 0/0 des tensions de sortie. La stabilité de fréquence dépend des variations de température subies par le quartz pilote. Dans les conditions usuelles, les variations relatives de fréquence sont de l'ordre de 10^{-6} .

3° QUARTZ ÉMETTEUR D'ULTRA-SONS

a) FRÉQUENCE. — Le quartz émetteur d'ultra-sons est une lame à faces perpendiculaires à l'axe électrique. Comme le quartz pilote il est utilisé sur l'harmonique 3 de fréquence 10^7 Hz. L'égalité de fréquence des 2 lames est réalisée à 10^{-3} près, ce qui est très largement suffisant d'après la discussion sur l'influence de la fréquence faite au chapitre précédent. J'en ai d'ailleurs contrôlé la validité en excitant le quartz à l'aide d'un générateur fournissant une tension de fréquence variable et d'amplitude maintenue constante pour chaque valeur de la fréquence. Pour éviter d'avoir à déplacer le réflecteur afin de maintenir la colonne liquide à la résonance quand la fréquence est modifiée, j'ai supprimé celui-ci et l'ai remplacé par une épaisse couche d'ouate qui absorbe l'onde ultra-sonore. On se trouve ainsi dans le cas d'une onde progressive, cas particulier des ondes quasi stationnaires qui correspond à un pouvoir réflecteur R nul. R ne figurant pas explicitement dans la formule 23, celle-ci reste valable sans modifications, de même que la conclusion numérique : l'amplitude est divisée par $\sqrt{2}$ si la variation relative de fréquence est 10^{-2} . Comme en fait, la mesure de l'amplitude est délicate, et que je n'avais pas d'autre but que de contrôler les ordres de grandeur, je me suis borné à mesurer à l'aide d'une cellule photo-électrique les variations en fonction de N du flux lumineux relatif à la tache centrale.

Les résultats obtenus sont en accord avec la théorie : si la variation relative $\frac{\Delta N}{N_0}$ de fréquence à partir de la fréquence propre N_0 est égale à $1/10$ aucun spectre de diffraction n'est visible et le flux lumineux mesuré φ est égal au flux incident Φ . Si $\frac{\Delta N}{N_0}$ vaut $1/100$, $\varphi = 0,30 \Phi$. Si $\frac{\Delta N}{N_0}$ vaut $1/1000$, $\varphi = 0,10 \Phi$, et cette dernière valeur de φ est égale au minimum, qui correspond à $\frac{\Delta N}{N_0} = 0$. La précision de taille des 2 lames de quartz est donc effectivement très suffisante.

b) FORME. — La lame de quartz émettrice que j'ai utilisée a des faces carrées de 35 mm de côté, son épaisseur voisine de 0,9 mm est réduite de moitié au voisinage des bords, comme l'indique la figure 10. Cette taille permet de faire reposer le quartz sur son plan médian qui est un plan nodal de vibration, ce qui a pour effet de diminuer l'amortissement dû au support.

c) MÉTALLISATION. — Les faces A et B sont rendues conductrices par dépôt d'aluminium obtenu par évaporation dans le vide ⁽¹⁾. La figure 11 indique la disposition de l'appareil qui se compose essentiellement d'une cloche C mastiquée sur une glace plane G et vidée à l'aide d'un groupe de pompage (une pompe rotative double à huile, une pompe à vapeur de mercure et un piège à air liquide). Deux entrées de tungstène de diamètre 2 mm permettent de porter à l'incandescence un filament F de tungstène de diamètre 0,7 à 0,8 mm. Ce

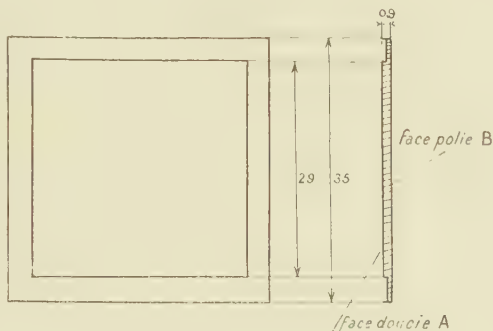


FIG. 10. — Cotes en mm.

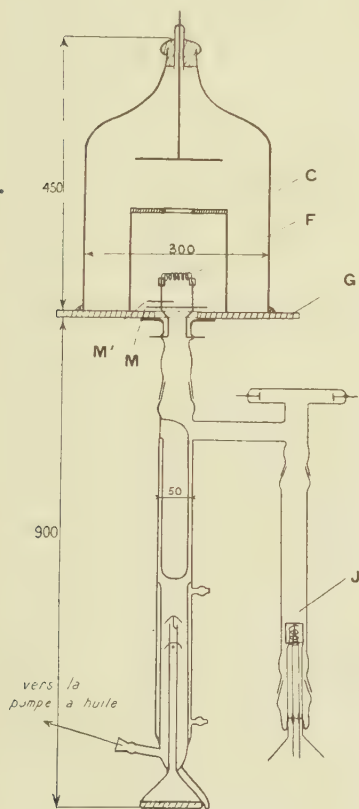


FIG. 11. — Cotes en mm.

filament est enroulé suivant une hélice cylindrique de diamètre 10 mm et de pas 5 mm. Il comporte 10 spires. Chacune d'elles, au début de l'opération, est garnie à sa partie supérieure d'un petit cavalier de fil d'aluminium de diamètre 0,5 mm et de longueur totale 10 mm. La lame de quartz Q est soigneusement lavée à l'alcool, la potasse et l'acide azotique concentré. Elle est alors introduite dans l'appareil et maintenue à 10 cm au-dessus de F à l'aide d'un support constitué par un cylindre de pyrex qui porte une plaque rectangulaire d'aluminium dans laquelle est ménagé un logement pour la lame. Puis elle est soumise à un nettoyage ionique obtenu en réalisant un vide d'environ 1/1 000 de millimètre et en faisant passer la décharge entre le filament F qui sert d'anode et une cathode auxiliaire constituée par une plaque d'aluminium et suspendue à un fil de tungstène soudé à la partie supérieure de la cloche. Un générateur de haute tension (transformateur et valves) fournit 2 000 volts, 20 mA nécessaires à cette opération dont la durée est de 15 minutes. Le vide est

(1) STRONG. *Astro-physical Journal*, 83 (1936), 401.

alors poussé à une valeur telle que le libre parcours moyen soit nettement supérieur à la distance qui sépare le filament F de la lame de quartz, de façon qu'il ne puisse y avoir dans cet espace aucune collision entre un atome d'aluminium qui a quitté le filament et une molécule de gaz résiduel. On peut fixer une limite de $5 \cdot 10^{-5}$ mm. Cependant, comme la pression augmente en cours d'opération je me suis toujours imposé de descendre à 10^{-6} mm. Ces pressions sont mesurées à l'aide d'une jauge à ionisation J. Cette condition étant réalisée, je porte à l'incandescence le filament F. Les cavaliers d'aluminium fondent et se transforment en gouttelettes qui mouillent le tungstène et constituent avec lui un alliage. Je cesse alors de chauffer; j'attends quelques minutes, afin que la pression, qui a généralement augmenté pendant le chauffage précédent, soit revenue à sa valeur initiale; puis je porte une deuxième fois à l'incandescence le filament. L'aluminium se liquéfie de nouveau, puis se vaporise et recouvre d'une couche opaque la face inférieure de la lame de quartz, la paroi intérieure du cylindre de pyrex ainsi que la plaque de mica M placée sous le filament et dont le rôle est d'arrêter les cavaliers d'aluminium qu'une fausse manœuvre, au moment de la mise en place, risquerait de faire tomber dans la pompe. Une deuxième plaque de mica M' placée au-dessus de la première, et soutenue par une seule des entrées de tungstène, protège de l'aluminure la région de M voisine de cette entrée. Sinon la plaque M serait entièrement métallisée et constituerait un court-circuit aux bornes du filament. Les dépôts d'aluminium obtenus par ce procédé, sont dépourvus de défaut, et parfaitement adhérents. Ils résistent en particulier à la vibration du quartz lors de la production d'ultra-sons. J'ai utilisé pendant deux ans une de ces lames sans constater la moindre altération de la couche métallique.

d) SUPPORT. — La lame de quartz est montée dans un support représenté par la figure 12 et

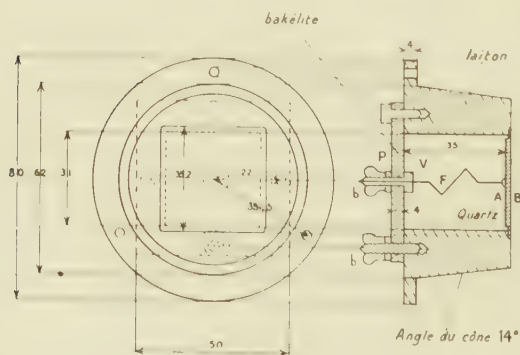


FIG. 12. — Cotes en mm.

dont la partie essentielle est une pièce de laiton limitée extérieurement par une surface conique rodée. Cette pièce s'adapte dans un logement correspondant qui fait partie de la paroi de la cuve à ultra-sons. Les opérations de métallisation et de montage s'exécutent dans l'ordre suivant :

1° Collage au centre de la face A à l'aide d'un mélange de bakélite et de plâtre, d'un fil de cuivre F pour l'arrivée du courant ;

2° Après séchage et recuit de la bakélite, métallisation de la face A, qui n'est que doucie et non polie pour augmenter l'adhérence du dépôt. Le quartz est placé derrière une cache carrée de 27 mm de côté destinée à réserver sur les bords de la lame une bande non métallisée, de façon que, après montage, l'armature d'aluminium soit isolée du support. Il est introduit dans l'appareil à aluminure. L'aluminium recouvre à la fois la lame, la goutte de bakélite et le fil de cuivre établissant ainsi le contact entre ce fil et l'armature.

3° Collage du quartz sur son support de laiton à l'aide du même mélange bakélite-plâtre. Séchage et recuit.

4° Métallisation de la face B qui est polie. L'aluminium est en même temps projeté sur la face supérieure du support de laiton, mettant ainsi l'armature D en contact électrique avec la masse de ce support.

5° Mise en place de la plaque de bakélite P qui porte en son centre la vis v percée longitudinalement d'un canal dans lequel passe le fil de cuivre F. Ce fil est enfin soudé à l'extrémité de v .

La tension de haute fréquence est amenée à la borne de masse b et à la borne isolée b' vissée sur v .

4° CUVE A ULTRA-SONS

La nécessité de stabiliser la température conduit naturellement à réaliser un courant permanent de liquide pour homogénéiser. C'est pourquoi, la forme de la cuve à ultra-sons a été choisie de manière que le liquide puisse décrire un circuit fermé (fig. 13).

Deux cylindres verticaux de laiton V et V' sont réunis par des couloirs horizontaux H et H'. Un petit moteur M entraîne une hélice h placée dans V' et assure la circulation du liquide dans le sens indiqué par les flèches. Le quartz Q dans son support est placé à la partie inférieure du couloir H dont la partie supérieure supporte le réflecteur en acier inoxydable. Celui-ci a pour épaisseur 10 mm et sa face inférieure est soigneusement polie tandis que sa face supérieure a été laissée rugueuse de manière qu'elle diffuse l'onde ultra-sonore qu'elle reçoit. Sa direction peut être modifiée à l'aide de 3 vis calantes, et sa translation est guidée par un piston d'acier qui coulisse dans un cylindre de bronze Cy (fig. 14) sous l'action d'une vis d'acier de pas 1 mm portant un tambour divisé en 100 parties égales. Deux glaces G et G' limitent sur les côtés le couloir H et servent au passage de la lumière.

Le réglage de parallélisme du quartz et du réflecteur s'effectue de la manière suivante :

On vise à l'aide d'une lunette, un point éloigné P ; on place alors devant la lunette maintenue immobile la cuve à ultra-sons de manière que les rayons issus de P et réfléchis par le réflecteur R puis par le quartz Q atteignent la lunette. Si R et Q sont parallèles, les deux réflexions successives

du faisceau n'altèrent pas sa direction et l'image de P se forme encore au point de croisée des fils du réticule ; s'il n'en est pas ainsi on l'y amène en déplaçant R à l'aide de ses 3 vis de réglage.

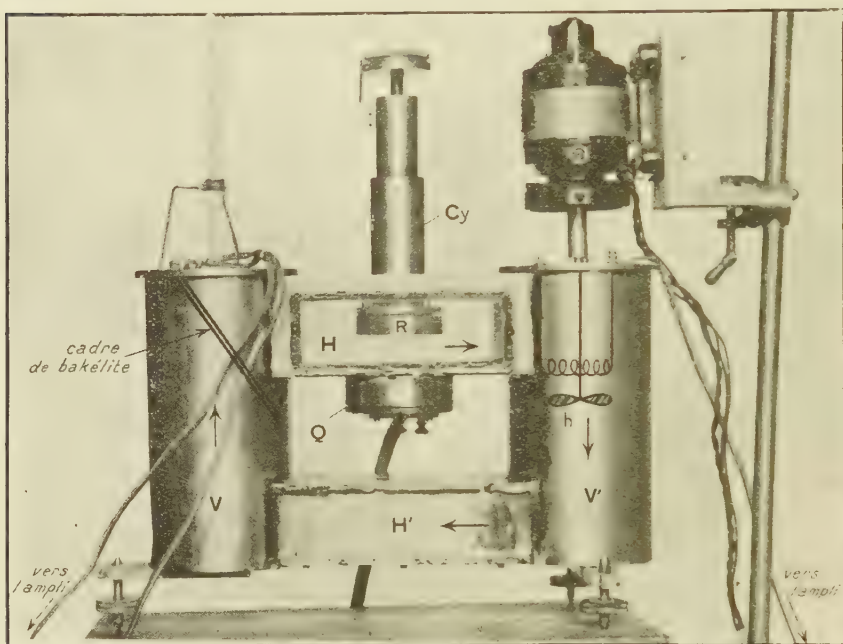


FIG. 13.

5° STABILISATION DE LA TEMPÉRATURE

a) PRINCIPLE. — Le contrôle de la température est réalisé au moyen d'un thermomètre à résistance de nickel. Celle-ci constitue une des 4 branches d'un pont de Wheatstone ABCD, dont les 3 autres branches sont en nichrome. Le coefficient de variation de la résistivité du nickel en fonction de la température, $k = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ est particulièrement élevé : $6 \cdot 10^{-3}$ par degré tandis que celui du nichrome, 50 fois plus faible est négligeable à côté. Il en résulte que si le pont est équilibré à une certaine température, toute variation de température fait cesser cet équilibre. A la diagonale AC (fig. 15) de ce pont, est appliquée une tension alternative V. La différence de potentiel alternatif que le déséquilibre du pont fait apparaître entre B et D est amplifiée à l'aide d'un amplificateur de puissance relié à B et D par l'intermédiaire d'un transformateur T. Cet amplificateur débite dans une résistance chauffante. Tout abaissement de température à partir de la température pour laquelle le pont est équilibré provoque une augmentation de la puissance dissipée dans cette résistance. Il y a donc bien effet régulateur.

b) CHOIX DES ÉLÉMENTS DU PONT. SENSIBILITÉ. — Soient (fig. 15) R_1 la résistance de nickel, R_2, R_3, R_4 , les résistances de nichrome, V la tension efficace introduite entre A et C, i l'intensité efficace du courant qui dans

l'autre diagonale va de B vers D. La résistance apparente R de cette diagonale s'obtient en égalant à Ri^2 la puissance P dépensée au secondaire du transformateur T. Soient U' la tension efficace développée à ce secondaire, U la tension au

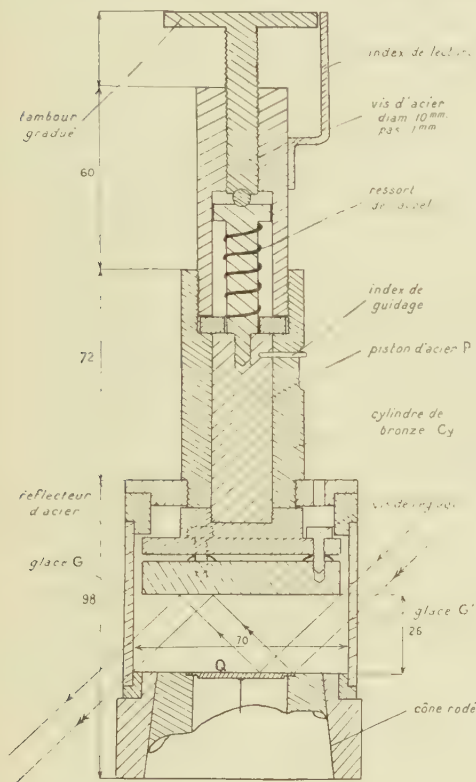


FIG. 14. — Cotes en mm.

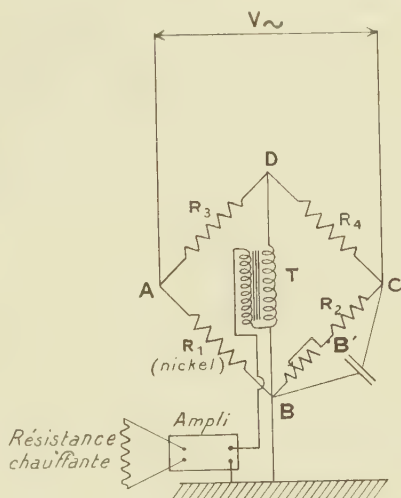


FIG. 15.

primaire, $n = \frac{U'}{U}$ le rapport de transformation, R' la résistance d'entrée de l'amplificateur.

R est définie par :

$$(1) \quad P = Ri^2 = \frac{U^2}{R} = \frac{U'^2}{R'}$$

d'où :

$$(2) \quad R = \frac{R'}{n^2}.$$

Le pont sera d'autant plus sensible que la tension U' correspondant à une variation de température donnée sera plus grande. La formule (1) montre que si R' est donnée il faudra rechercher le maximum de $P = Ri^2$ et non celui de i ou de U . Supposons le pont initialement équilibré :

$$R_1 R_4 = R_2 R_3.$$

Une variation de température $\Delta\theta$ change R_1 en $R_1(1 + k\Delta\theta)$. Les équations classiques du pont fournissent l'expression correspondante de i :

$$\frac{i}{V} = \frac{k\Delta\theta}{\left(1 + \frac{R_1}{R_3}\right) \left[\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) R_3 + \left(1 + \frac{R_1}{R_4}\right) R \right]}$$

et celle de $P = Ri^2$.

La définition de la sensibilité doit faire intervenir la puissance de commande W dissipée dans le pont par la source qui fournit la tension V et qui doit être aussi faible que possible.

Exprimant V en fonction de W nous obtenons pour caractériser la sensibilité :

$$\sigma = \frac{P}{W \cdot (\Delta\theta)^2} = \frac{k^2 \frac{R}{R_4} \cdot \frac{R_2}{R_4} \cdot \left(1 + \frac{R_1}{R_4}\right)}{\left(1 + \frac{R_2}{R_4}\right) \left(1 + \frac{R_4}{R_3}\right)^2 \left[\frac{R_3}{R_4} \left(1 + \frac{R_2}{R_4}\right) + \frac{R}{R_4} \left(1 + \frac{R_3}{R_4}\right) \right]^2}$$

σ est donc fonction des 3 variables $\frac{R}{R_4}$, $\frac{R_2}{R_4}$, $\frac{R_3}{R_4}$.

La recherche du maximum de σ conduit aux conditions :

$$R = R_1 = R_2 = R_3 = R_4.$$

alors :

$$\sigma = \frac{k^2}{64} \quad \text{et} \quad (3) \quad U' = \frac{k\Delta\theta}{8} \sqrt{R' \cdot W}.$$

La formule (3) montre qu'on doit choisir la résistance d'entrée de l'amplificateur aussi grande que possible. On évitera de prendre R trop petit ce qui conduirait à des valeurs irréalisables du rapport de transformation

$$n = \sqrt{\frac{R'}{R}}.$$

c) RÉALISATION. — Les 4 résistances sont bobinées sur un petit cadre de bakélite C logé dans le cylindre V de la cuve à ultra-sons et traversé par le courant liquide (fig. 13 et 16).

Les dimensions de ce cadre imposent une limite à la longueur donc à la résistance du fil de nickel. Dans le montage que j'ai réalisé R est sensiblement égal à 100 ohms. Une boîte de résistances extérieures susceptibles de varier par 100° d'ohm est placée en série dans la branche BC de manière à permettre de faire varier de quelques degrés la température d'équilibre du pont. L'amplificateur utilisé fournit une puissance de sortie de 8,5 watt pour une tension d'attaque d'environ 1/20 de volt. Sa résistance d'entrée est 1 mégohm. Le rapport de transformation du transformateur de liaison

a donc été choisi égal à : $\sqrt{\frac{10^8}{10^2}} = 100$. Cet appareil est efficacement protégé contre les effets d'induction du secteur par un triple blindage en

munémetal qui s'est révélé indispensable. Une tension alternative de 6 volts, 50 ∞ , soigneusement dépouillée des harmoniques du secteur par filtrage à travers une cellule en π est appliquée à la diagonale AC. La puissance de commande W est donc inférieure à 0,5 watt. Pour réaliser l'équilibre du pont il est nécessaire de compenser, par un condensateur placé en parallèle avec une des branches, les selfs et capacités des divers enroulements. Ce condensateur a été connecté entre le point B relié à la masse de la cuve et le point C. Il a été ajusté à la valeur convenable (40 000 cm). Enfin la résistance chauffante r , de 7 ohms environ, est placée dans le cylindre V' (fig. 13), loin du cadre qui supporte le pont pour éviter une réaction qui conduirait à un accrochage de l'amplificateur.

Avec les données précédentes la formule 3 fournit :

$$\frac{U'}{\Delta\theta} = 0,45 \text{ volt/degré.}$$

La puissance de sortie correspondant à une variation de température de 1/10 de degré sera donc :

$$P = 6,9 \text{ watts.}$$

La courbe expérimentale (fig. 17) donne en fait une pente de 6,5 watts pour 1/10 de degré à partir de l'équilibre et de 7 watts dans la région de plus forte pente.

La mise en marche du régulateur s'effectue de la manière suivante : à l'aide d'une source de courant auxiliaire débitant dans la résistance chauffante, j'amène la température du xylène à 4° ou 5° au-dessus de l'ambiante. Je mets alors en marche l'amplificateur et je réalise l'équilibre du pont à la température du liquide ; celle-ci subit un léger abaissement et le point qui représente l'état du liquide sur la courbe de la figure 17 passe de M_0 à la position d'équilibre stable M pour laquelle la puissance fournie par l'amplificateur est égale à la puissance cédée par le système au milieu ambiant. La position de M sur la courbe dépend de l'écart entre la tem-

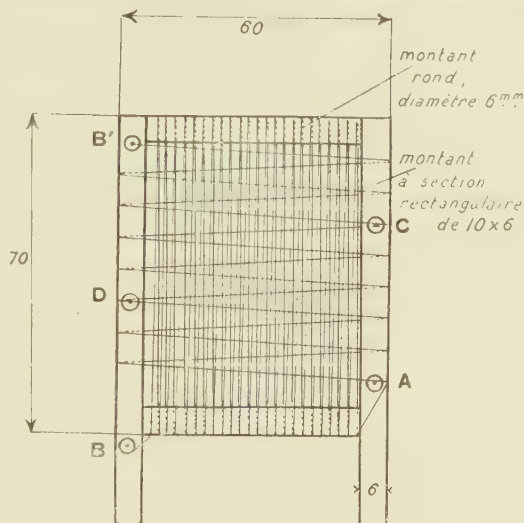


FIG. 16. — Cotes en mm.

pérature du liquide et celle de l'extérieur. Comme la valeur absolue de la température du liquide n'importe pas, je la choisis toujours de manière que le point M se trouve dans la région de plus grande pente qui correspond à une tension aux bornes de la résistance chauffante de 5 volts environ.

Les variations de cette tension sont proportionnelles aux variations de température du liquide et permettent de contrôler l'efficacité du dispositif. La sensibilité est de 0,7 volt par 100° de degré. On peut donc très facilement lire le millième de degré. L'appareil est toujours mis en marche une heure avant les mesures. Au cours des mesures d'une durée de 4 à 5 heures, les variations de température du liquide sont très inférieures au 100° de degré, tandis que la température ambiante subit des variations

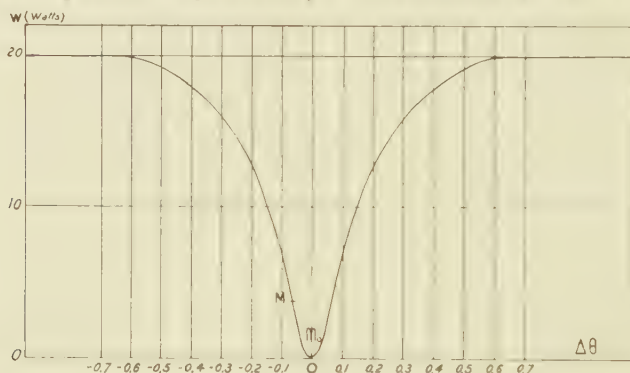


FIG. 17.

de l'ordre de 1°. Sur un intervalle d'une dizaine de minutes, elles sont inférieures à 1/1 000 de degré ; la phase de la modulation est alors définie à mieux que 1° près.

6° VÉRIFICATIONS DIVERSES

1° PUISSANCE DISSIPÉE PAR LE QUARTZ. — Le montage précédent se prête facilement à la mesure de la puissance ultra-sonore W dissipée dans le liquide. La régulation de température étant établie en l'absence d'ultrasons, je note l'indication du voltmètre de sortie de l'amplificateur. J'en déduis la puissance de chauffage P_1 . J'excite alors le quartz émetteur. Au bout de quelques minutes, le voltmètre fournit une nouvelle indication stable correspondant à une puissance de chauffage P_2 inférieure à P_1 .

$$W = P_1 - P_2.$$

Pour une tension d'excitation du quartz de 40 volts je trouve ainsi une puissance dissipée de 0,84 watt. La surface du quartz étant 12 cm² la puissance rayonnée par unité de surface est 0,07 watt, légèrement inférieure à la valeur 0,10 w/cm² prévue théoriquement.

2° VARIATIONS EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE θ DE LA VITESSE DU SON v DANS LE XYLÈNE. — Pour déterminer la valeur du coefficient $\mu = -\frac{1}{v} \frac{dv}{d\theta}$ relatif au xylène, je porte ce liquide à une température supérieure à l'ambiante. Je mets alors en action le quartz émetteur et je mesure en fonction du temps le flux lumineux dans la tache centrale. Tandis que le liquide se refroidit, ce flux subit des variations périodiques ; la période correspond à une variation de température telle que le rapport m de la distance D qui sépare le quartz du réflecteur à la demi-longueur d'onde ultra-sonore Λ ait diminué d'une unité. Je mesure la diminution de température $\Delta\theta$ qui correspond à p périodes et j'en déduis le coefficient μ par la formule :

$$\mu \Delta\theta = \frac{p}{m}.$$

Pour connaître m , je mesure la longueur d'onde Λ par déplacement du réflecteur à température constante et observation de la périodicité du flux lumineux, et je mesure directement D .

J'obtiens ainsi, en opérant sur un intervalle de température de 5° (de 20° à 15°) : $\mu = 3,26 \cdot 10^{-3}$ avec une erreur relative de 2 0/0 en accord avec les mesures de Seifen ⁽¹⁾, qui a déterminé directement μ à diverses températures et qui obtient $3,1 \cdot 10^{-3}$.

Cette expérience me permet également de vérifier que pour une variation de température de 1/100 de degré, au voisinage d'une position de résonance, le flux lumineux moyen dans la tache centrale ne varie pas d'une quantité décelable.

III. — LA MODULATION DE LA LUMIÈRE. MESURES

VISIBILITÉ D'UNE ONDE PROGRESSIVE. — Lucas et Biquard ⁽²⁾ ont appliqué les lois de l'optique géométrique à un faisceau lumineux cylindrique qui arrive dans un volume liquide soumis à une onde ultra-sonore progressive parallèlement aux plans d'onde. Ils ont précisé le phénomène de mirage que subissent les rayons dans ce milieu d'indice de réfraction variable : à chaque instant la réfraction rapproche les divers rayons du plan d'onde ultra-sonore le plus voisin, pour lequel l'indice du liquide est maximum.

Il existe dans ces plans des zones de convergence des rayons lumineux. Ces zones sont distantes de Λ sur la normale à l'onde et se déplacent avec cette onde. Pour les observer il est nécessaire de recourir à une méthode stroboscopique ⁽³⁾ et il est commode de former leur image agrandie sur un écran à l'aide d'une lentille.

⁽¹⁾ SEIFEN. *Zs. f. Phys.*, **108** (1937), 681.

⁽²⁾ LUCAS et BIQUARD. *Journ. de Phys.*, **3** (1932), 464.

⁽³⁾ BACHEM. *Zs. f. Phys.*, **87** (1934), 738.

MISE EN ÉVIDENCE DE LA MODULATION. — L'expérience est aisément réalisable, en utilisant comme source de lumière modulée une cellule à onde stationnaire. Le quartz émetteur de cette cellule et le quartz producteur de l'onde progressive doivent avoir même fréquence et être excités en parallèle par le même générateur. L'onde progressive est alors éclairée deux fois par période et la distance des raies brillantes observées est $\frac{\lambda}{2}$.

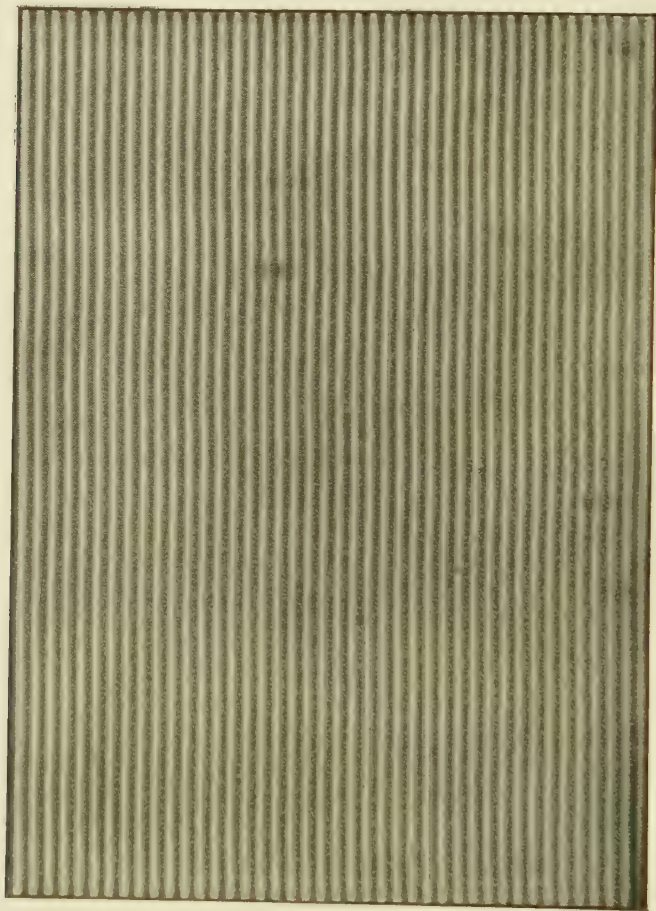


FIG. 18.

La figure 18 reproduit une photographie que j'ai obtenue par ce procédé, et montre l'image de l'onde progressive. Si l'on cesse de faire fonctionner le modulateur et si l'on se borne à exciter le deuxième quartz, cette image disparaît. La modulation lumineuse est donc mise en évidence. On obtient des résultats analogues en isolant avec la fente F non plus la tache centrale, mais un quelconque des spectres. Ce montage est évidemment moins lumineux que le précédent, que j'utiliserai exclusivement par la suite.

TRACÉ DE LA COURBE DE MODULATION. — Il est possible de déterminer la courbe de modulation de la tache centrale, c'est-à-dire la courbe qui représente en fonction du temps t la valeur du flux lumineux $\Phi(t)$ dans cette tache; il suffit de faire parcourir au faisceau modulé un chemin optique variable $2l$ et de lui faire subir une deuxième modulation par passage à travers la cuve. La valeur moyenne φ du flux lumineux qui va former la nouvelle tache centrale, est une fonction de l qu'on peut déterminer expérimentalement et de laquelle on peut déduire la fonction de modulation $\Phi(t)$.

Soit en effet ⁽¹⁾ :

$$\Phi(t) \equiv \Phi_0 \left(a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t \right) \equiv \Phi_0 \cdot f(t)$$

le développement en série de Fourier de $\Phi(t)$. Il se réduit à une série de cosinus si l'on choisit pour origine des temps un instant où le liquide se trouve dans un état d'hétérogénéité minimum car $\Phi(t)$ est évidemment une fonction paire. Si le premier passage a lieu à l'instant t le deuxième a lieu à l'instant $t + \frac{2l}{c}$, c désignant la vitesse de la lumière. Le flux deux fois modulé a donc pour expression :

$$\Phi_0 \cdot f(t) \cdot f\left(t + \frac{2l}{c}\right)$$

et sa valeur moyenne pendant une période $T = \frac{2\pi}{\omega}$ est :

$$\begin{aligned} \varphi(l) &= \frac{\Phi_0}{T} \int_0^T \left[a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos m\omega t \right] \cdot \left[a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega \left(t + \frac{2l}{c} \right) \right] dt \\ &= \Phi_0 \left[a_0^2 + \frac{1}{T} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^T a_m a_n \frac{\cos \left[(m+n)\omega t + n\omega \frac{2l}{c} \right] + \cos \left[(m-n)\omega t - n\omega \frac{2l}{c} \right]}{2} dt \right]. \end{aligned}$$

Les intégrales pour lesquelles m est différent de n sont nulles. Celles pour lesquelles $m = n$ ont pour valeur :

$$\frac{a_n^2}{2} \cos \left(n\omega \frac{2l}{c} \right) = \frac{a_n^2}{c} \cos \frac{2n\pi l}{\frac{\lambda_0}{2}}.$$

$\lambda_0 = cT$ désignant la longueur d'onde de modulation, $\varphi(l)$ est donc une fonction périodique de l dont la période est $\frac{\lambda_0}{2}$ et qui a pour développement :

$$\varphi(l) = \Phi_0 \left[a_0^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n^2}{2} \cos \frac{2n\pi l}{\frac{\lambda_0}{2}} \right].$$

⁽¹⁾ ω désigne dans ce chapitre et les suivants la pulsation de la modulation, double de celle des ultra-sons.

C'est également une fonction paire qui est maximum si l est égal à un nombre entier de $\frac{\lambda_0}{2}$ et minimum si l est égal à un nombre impair de fois $\frac{\lambda_0}{4}$.

Il suffit de faire varier l sur un intervalle de $\frac{\lambda_0}{4}$ pour déterminer entièrement $\varphi(l)$.

L'analyse harmonique de cette fonction fournit alors les coefficients a_n et permet de déterminer la fonction de modulation $\Phi(t)$.

Dans le montage que j'ai utilisé (fig. 19) le faisceau lumineux issu de la source S rencontre, comme on l'a déjà vu, la lentille L_1 , la cuve modulatrice, la lentille L_2 , la fente F qui isole la tache centrale. Le faisceau lumineux issu de F est rendu parallèle par la lentille L_3 , il tombe alors sur le système constitué par la lentille L_4 identique à L_3 (distance focale 1 m) et le miroir plan M placé dans le plan focal de cette dernière. Il subit une rotation de 180° et traverse en sens inverse L_3 , F, L_2 , et la cuve

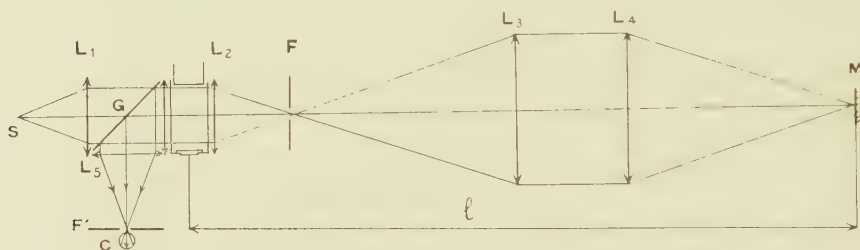


FIG. 19.

à ultra-sons. Il est rejeté sur le côté par la glace semi-platinée G inclinée à 45° sur l'axe du système. La fente F' isole dans le plan focal de la lentille L_5 la tache centrale des spectres de diffraction dus au second passage à travers la cuve et la cellule photoélectrique C mesure la valeur moyenne φ du flux qui traverse F' .

La lentille L_4 et le miroir M sont portés tous deux par un chariot monté sur un banc d'optique qui permet de déplacer ce système pour faire varier la distance l de M à la cuve à ultra-sons. J'ai réalisé deux séries d'expériences, la première avec un quartz de fréquence $N = 9,56 \cdot 10^6$ Hz et la deuxième avec le quartz décrit plus haut de fréquence $N = 10^7$ Hz. Les résultats obtenus sont identiques. Dans ces expériences, j'ai fait varier l de 3 m à 8 m. Pour éliminer les erreurs dues aux variations possibles d'étendue du faisceau lorsque l varie et les variations de brillance de la source au cours du temps, j'ai mesuré pour chaque valeur de l le flux Φ_0 qui atteint la cellule en l'absence de modulation. La mesure de φ était faite aussitôt après. La courbe suivante (fig. 20) est la moyenne de 10 séries de mesures et représente les variations en fonction de l du rapport $\frac{\varphi(l)}{\Phi_0}$.

La partie en traits pleins correspond à l'intervalle de mesures. La partie en pointillé en est déduite par symétrie. J'ai effectué l'analyse harmonique de cette courbe en calculant graphiquement les aires :

$$\int_0^{\frac{\lambda_0}{2}} \frac{\varphi(l)}{\Phi_0} dl = a_0^2 \frac{\lambda_0}{2}$$

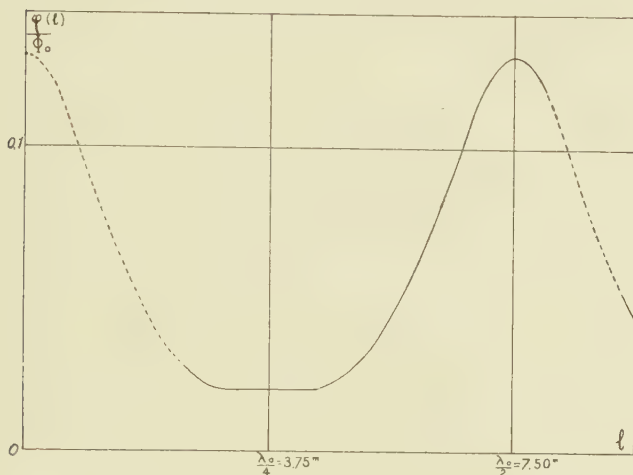


FIG. 20.

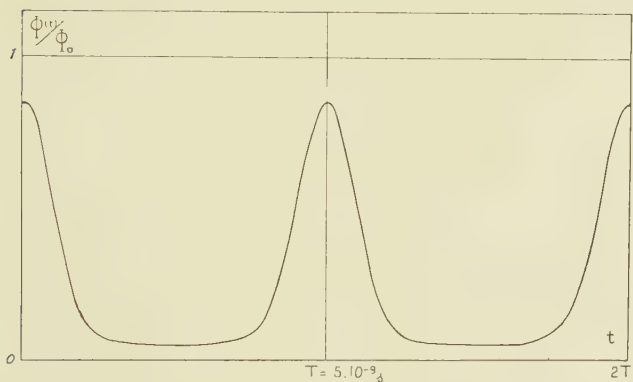


FIG. 21.

et, à partir de $n = 1$:

$$\int_0^{\frac{\lambda_0}{2}} \frac{\varphi(l)}{\Phi_0} \cos \frac{2n\pi l}{\frac{\lambda_0}{2}} dl = \frac{a_n^2 \lambda_0}{8}$$

j'ai obtenu ainsi les coefficients :

$$\begin{array}{lll} a_0 = 0,25 & a_1 = 0,32 & a_2 = 0,19 \\ a_3 = 0,09 & a_4 = 0,02 & a_5 = 0,00 \end{array}$$

desquels se déduit la courbe de modulation $\Phi(t)$ de la figure 21.

Diverses évaluations indépendantes des coefficients a présentent avec les valeurs indiquées des écarts absolus qui sont au maximum de :

$$\begin{array}{lll} 0,001 \text{ sur } a_0, & 0,003 \text{ sur } a_1, & 0,006 \text{ sur } a_2 \\ 0,010 \text{ sur } a_3 & \text{et} & 0,010 \text{ sur } a_4. \end{array}$$

Il en résulte une erreur absolue de $\pm 0,03$ sur la valeur du maximum $0,85$ et sur celle du minimum $0,05$ du rapport $\frac{\Phi(t)}{\Phi_0}$.

INFLUENCE DE LA TENSION D'EXCITATION DU QUARTZ. — L'expérience précédente a été réalisée avec une tension d'attaque U de 35 volts et correspond comme le montre la courbe de la figure 21 à une modulation brutale. Cette tension a été choisie de manière que le rapport du maximum M de $\frac{\varphi(t)}{\Phi_0}$ au minimum m de la même fonction, soit aussi élevé que possible.

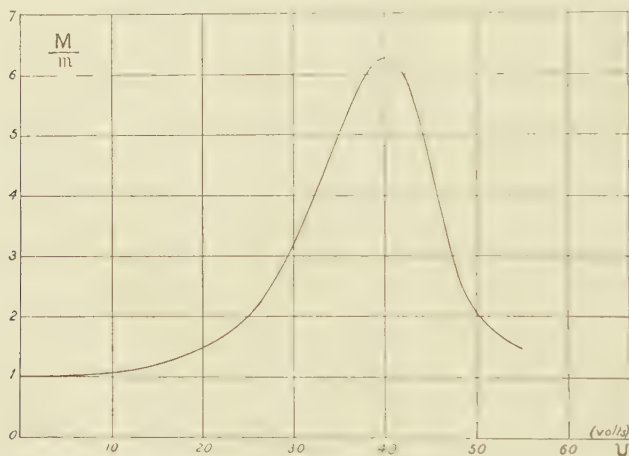


FIG. 22.

C'est ce qu'il importe d'obtenir si l'on utilise le principe de l'expérience précédente pour la mesure de la vitesse de la lumière, de façon que le repérage des positions du miroir mobile qui correspondent à M soit aussi précis que possible.

La courbe de la figure 22 montre la variation de M/m en fonction de U . Le maximum de M/m est égal à 6,3. Pour une modulation sinusoïdale à 100 o/o ($a_0 = a_1 = \frac{1}{2}$, $a_2 = a_3 = \dots = 0$), ce rapport ne vaudrait que 3, ce qui montre l'avantage de la forme de modulation obtenue.

MESURE DIRECTE DE LA COMPOSANTE FONDAMENTALE. — La modulation lumineuse peut être décelée par un tout autre procédé ⁽¹⁾ : la lumière

(1) GRIVET. *Thèses Paris* (1941).

modulée tombe sur une cellule photo-électrique qui débite sur un circuit anti-résonant accordé sur la fréquence fondamentale. La tension haute fréquence développée aux bornes de ce circuit, proportionnelle à la composante a_1 , est mesurée par l'intermédiaire d'une lampe détectrice.

Dans le chapitre suivant, seront donnés des détails sur la réalisation de ce montage qui permet de déterminer rapidement, en valeur relative, l'amplitude de la composante fondamentale a_1 .

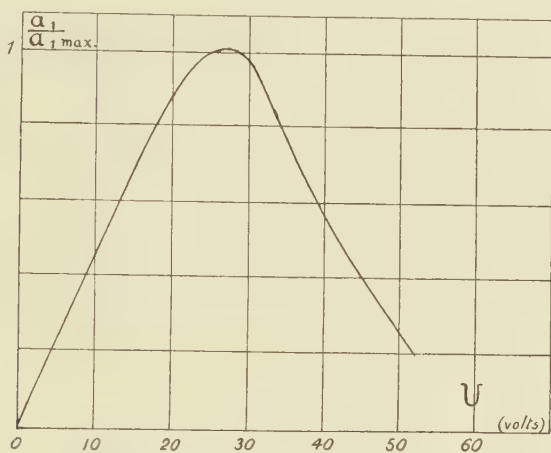


FIG. 23.

Je l'ai utilisé pour déterminer les variations de a_1 en fonction de la tension appliquée U .

Les résultats sont représentés par la courbe de la figure 23. La composante a_1 est maximum pour $U = 27$ v, c'est-à-dire pour une modulation moins brutale que dans le cas précédent.

La connaissance du point $U = 35$ v, $a_1 = 0,32$ permet de calculer la valeur absolue du maximum qui est :

$$A_1 = 0,43.$$

Si l'on désigne par taux de modulation le rapport de l'amplitude de la composante fondamentale à la moitié du flux incident, le taux de modulation est ici égal à 86 o/o.

Le modulateur à ultra-sons permet donc, selon les besoins, d'avoir une modulation brutale ou une modulation sinusoïdale profondes.

IV. — UN FLUOROMÈTRE POUR L'ÉTUDE DES SOLUTIONS FLUORESCENTES BASÉ SUR L'EMPLOI DU MODULATEUR A ULTRA-SONS

1° INTRODUCTION

La cellule modulatrice à ultra-sons peut trouver une application importante dans la mesure des durées d'états excités, de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-9} sec. Telles sont les durées de vie de certaines raies de résonance atomique et celles de nombreuses bandes de fluorescence de solutions de matières colorantes (fluorescéine, uranine, rhodamine B, éosine, etc.).

Je me suis exclusivement occupé de ces dernières.

Pour ces solutions, des considérations qui seront rappelées au chapitre suivant conduisent à admettre que si N_0 molécules sont excitées à l'instant 0 et si on fait alors cesser l'excitation, le nombre N de molécules qui subsistent dans l'état excité à l'instant postérieur t est de la forme :

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Le coefficient de décroissance τ est appelé durée de vie moyenne.

L'intensité lumineuse rayonnée obéit à une loi analogue :

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

De plus, la probabilité d'émission à un instant donné par une molécule excitée est indépendante de la nature du rayonnement excitateur et reste la même, que ce rayonnement subsiste ou non après l'excitation.

2° MESURE DIRECTE DE τ . PRINCIPE DU FLUOROMÈTRE

Excitons la fluorescence d'une solution à l'aide d'une source de lumière modulée. Soit :

$$F(t) = F_0 [1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t]$$

le flux excitateur absorbé par la solution. Nous supposons, comme c'est toujours le cas en pratique, que $F(t)$ est une fonction paire.

D'après les lois énoncées au § I, les molécules fluorescentes excitées entre les instants θ et $\theta + d\theta$ fournissent à l'instant t postérieur un flux proportionnel à :

$$F(\theta) d\theta \cdot e^{-\frac{t-\theta}{\tau}}.$$

Le flux total de fluorescence résultant d'excitations à tous les instants θ antérieurs à t , est donc à l'instant t :

$$\begin{aligned} F'(t) &= k \int_{\theta=-\infty}^{\theta=t} F(\theta) e^{-\frac{t-\theta}{\tau}} d\theta \\ &= kF_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \left[\int_{\theta=-\infty}^{\theta=t} e^{\frac{\theta}{\tau}} d\theta + \sum_{n=1}^{\infty} \int_{\theta=-\infty}^{\theta=t} a_n e^{\frac{\theta}{\tau}} \cos n\omega\theta d\theta \right] \end{aligned}$$

k étant une constante par rapport au temps.

Ces intégrales se calculent aisément par introduction des exponentielles complexes de la forme $e^{in\omega\theta}$. Nous obtenons finalement :

$$F'(t) = kF_0\tau \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{\cos n\omega t + n\omega\tau \sin n\omega t}{1 + n^2\omega^2\tau^2} \right].$$

L'application de cette formule au cas d'un flux incident non modulé ($a_n = 0$) montre que le produit $k\tau$ est égal au rendement énergétique ρ , rapport du flux rayonné au flux exciteur.

De plus, définissons l'angle φ_n compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ par :

$$\operatorname{tg} \varphi_n = n\omega\tau = 2\pi n \frac{\tau}{T}$$

T désignant la période de modulation.

Le développement de $F'(t)$ peut s'écrire :

$$F'(t) = \rho F_0 \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{\sqrt{1 + n^2\omega^2\tau^2}} \cos (n\omega t - \varphi_n) \right].$$

La courbe de fluorescence $F'(t)$ est une fonction périodique de T ; sa forme est différente de celle de la courbe d'excitation $F(t)$, chaque harmonique subissant une altération particulière d'amplitude et de phase : il n'existe pas de relation simple entre la courbe $F(t)$ dans son ensemble, la courbe $F'(t)$ et la durée de vie τ .

Une telle relation s'obtient par contre aisément si nous isolons un harmonique particulier, par exemple le terme fondamental : Le terme fondamental de la courbe de fluorescence subit en effet par rapport au terme fondamental de la courbe d'excitation, un retard de phase φ_1 défini par :

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = 2\pi \frac{\tau}{T}.$$

La mesure de φ_1 permet donc de calculer τ immédiatement; elle peut être effectuée de manière particulièrement aisée par une méthode électrique qui sera décrite plus loin. Ce procédé de mesure est basé sur une formule rigoureuse, valable quelle que soit la forme de la courbe de modulation et la valeur du rapport $\frac{\tau}{T}$. Il n'en est pas de même dans la méthode de

Gaviola ⁽¹⁾ perfectionnée par Szymanowski ⁽²⁾. Ces auteurs utilisent un fluoromètre à deux cellules de Kerr excitées en parallèle. Szymanowski détermine τ en deux expériences :

a) La lumière modulée par la première cellule parcourt un chemin optique variable X , est diffusée par un papier blanc, parcourt à nouveau le chemin X et elle traverse la deuxième cellule. On fait varier X jusqu'à ce que l'intensité lumineuse moyenne I du faisceau sortant, soit minimum. b) Le papier diffusant est alors remplacé par une cuve à fluorescence dont on fait également varier la distance X aux cellules de Kerr. La nouvelle courbe $I = f(X)$ est différente de la précédente, par sa forme et sa position. Elle présente un minimum correspondant à une valeur de X , inférieure de ΔX à celle de la première expérience. Szymanowski admet que la différence de chemin $2\Delta X$ est égale à l'espace $c\tau$ parcouru par la lumière pendant le temps τ et il en déduit τ . L'analyse que nous venons de faire montre que cette méthode serait rigoureuse si, pour toutes les valeurs de N correspondant à des harmoniques d'amplitude notable, $n\omega t = 2\pi n \frac{\tau}{T}$ était assez petit pour qu'on puisse confondre $\operatorname{tg} \varphi_n$ avec φ_n .

Alors l'harmonique de rang n a pour expression $\rho F_0 a_n \cos n\omega(t - \tau)$ car $n^2\omega^2\tau^2$ est négligeable devant 1 et la courbe de fluorescence se déduit, au facteur d'intensité ρ près, de la courbe d'excitation par une translation égale à τ suivant l'axe des temps. Mais cette condition n'est généralement pas remplie, $\omega\tau$ pouvant atteindre 0,1.

CHOIX DE LA FRÉQUENCE DE MODULATION N . — a) L'amplitude du terme fondamental,

$$a'_1 = \frac{a_1}{\sqrt{1 + 4\pi^2 N^2 \tau^2}}$$

diminue si l'on augmente la fréquence. Il convient donc de ne pas dépasser pour N une valeur de l'ordre de $\frac{1}{2\pi\tau}$.

b) D'autre part, l'erreur $d\tau$ commise dans le calcul de τ par la formule : $\operatorname{tg} \varphi_1 = 2\pi N\tau$ est liée à l'erreur expérimentale $d\varphi_1$ par :

$$\frac{d\tau}{d\varphi_1} = \frac{1 + 4\pi^2 N^2 \tau^2}{2\pi N} = \tau \left[\frac{1}{2\pi N\tau} + 2\pi N\tau \right].$$

Cette expression est minimum si $2\pi N\tau = 1$. Si l'on fait sur la mesure de φ_1 une erreur absolue constante, on obtiendra donc la meilleure précision en choisissant une fréquence de modulation $N = \frac{1}{2\pi\tau}$, valeur qui satisfait justement à la limitation du § a).

Pour mesurer des durées de vie de l'ordre de $5 \cdot 10^{-9}$ sec, il faut donc choisir une fréquence d'environ $3 \cdot 10^7$ Hz. J'ai choisi, en fait, la fréquence de modulation $N = 2 \cdot 10^7$ Hz du modulateur déjà décrit.

⁽¹⁾ GAVIOLA. *Zs. f. Phys.*, **42** (1927), 853.

⁽²⁾ SZYMANOWSKI. *Zs. f. Phys.*, **95** (1935), 440.

3° RÉALISATION DU FLUOROMÈTRE

J'ai réalisé un fluoromètre d'après les principes qui viennent d'être exposés. La lumière modulée fournie par la cellule à ultra-sons excite la fluorescence d'une solution de matière colorante. Une fraction du flux lumineux émis par celle-ci tombe sur la couche photo-électrique d'un multiplicateur électronique suivie d'un amplificateur haute fréquence accordé sur la fréquence de modulation. La tension développée aux bornes du circuit de sortie, est proportionnelle à a'_1 et elle a une phase φ' . Si l'on rem-

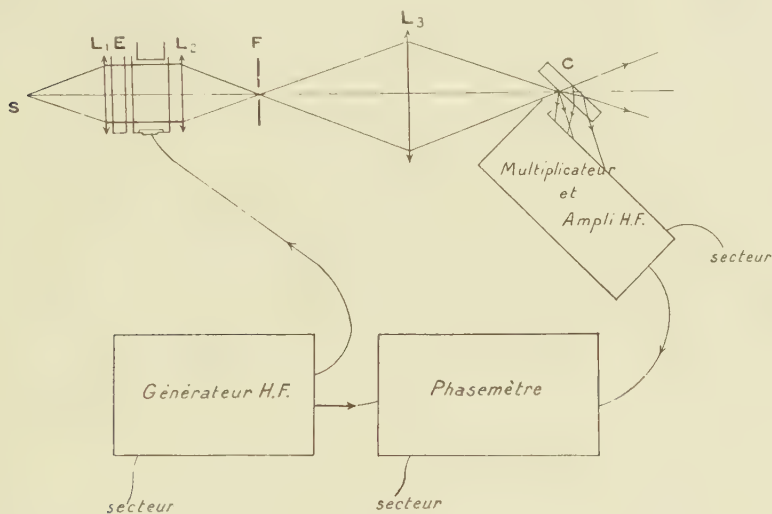


FIG. 24.

place dans cette expérience la cuve à fluorescence par un papier blanc diffusant, on obtient une tension proportionnelle à a_1 et dont la phase est φ . Les déphasages résultant de l'appareil étant les mêmes dans les deux cas, l'angle φ_1 cherché est fourni par $\varphi_1 = \varphi - \varphi'$. φ et φ' sont mesurés à une constante additive près, à l'aide d'un phasemètre électrique. La figure 24 représente schématiquement l'ensemble du montage ; en C on peut disposer soit la cuve à fluorescence, soit l'écran de papier blanc. Nous allons maintenant examiner en détail les diverses parties de ce montage.

a) MODULATEUR

Le modulateur est celui qui a été décrit au chapitre II. Le montage optique n'est modifié que par l'adjonction d'une lentille L_3 qui forme l'image de la source en C et d'un écran coloré E qui limite la bande spectrale de la lumière excitatrice.

b) CELLULE PHOTOÉLECTRIQUE. AMPLIFICATION

a) MULTIPLICATEUR ÉLECTRONIQUE. — Pour pouvoir effectuer commodément les mesures de phase, il est nécessaire de disposer d'un courant amplifié de l'ordre d'une centaine de microampères dans un microampère-mètre de mesure. Le courant photoélectrique initial étant inférieur à 10^{-12} ampères, il faut donc réaliser une amplification considérable. A cet effet, le courant photoélectrique est d'abord amplifié par un multiplicateur électronique ⁽¹⁾ à 10 étages, représenté par la figure 25. La lumière incidente tombe sur la cathode P_0 recouverte d'argent d'oxyde de césium et de césium ; $P_1, P_2 \dots P_{10}$ sont les plaques émettrices de constitution analogue à P_0 , $A_1, A_2 \dots A_{10}$, les plaques accélératrices, G une électrode en forme de grille qui laisse les électrons atteindre l'anode A reliée au circuit d'utilisation U. Un diviseur de tension permet de porter chaque électrode à un potentiel convenable. Les électrons photoélectriques issus de P_0 sont

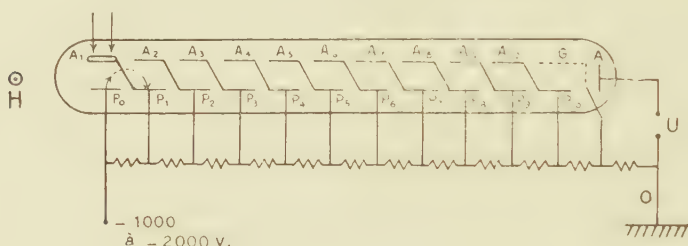


FIG. 25.

accélérés par le champ électrique créé entre P_0 et A_1 . Leurs trajectoires sont courbées vers P_1 grâce à un champ magnétique uniforme H qui règne dans tout le tube perpendiculairement au plan de figure. Ce champ est produit par un électro-aimant ; sa valeur doit être réglée en fonction du potentiel accélérateur $V_{A1} - P_{P0}$. Les électrons secondaires émis par P_1 peuvent être jusqu'à 7 fois plus nombreux que les électrons incidents, le rapport de multiplication dépendant de l'énergie de ces derniers. Le même processus se reproduit à chaque plaque P. Avec l'appareil utilisé, l'amplification totale est telle que, pour une tension totale appliquée $V_A - V_{P0}$ de 2 000 volts, la sensibilité à la lumière d'une lampe électrique ordinaire à filament métallique est de l'ordre de 20 ampères par lumen. La sensibilité de la couche photoélectrique étant d'environ 20 microampères par lumen, il en résulte que l'amplification est 10^6 ; elle correspond à un rapport de multiplication de 4 par étage. Ce procédé d'amplification par électrons secondaires est avantageux : il est applicable dans une gamme de

⁽¹⁾ ZWORYKIN, I. E. E. *Journal*, **79** (1936), 1 ; JONKER et TEVES, *Rev. Techn. Philips*, **3** (1938), 137.

fréquences qui s'étend de 0 à une valeur supérieure à la fréquence de $2 \cdot 10^7$ Hz utilisée. Il permet d'obtenir une amplification importante sans risques d'accrochage même aux fréquences élevées. Enfin, il élimine les deux causes de bruits de fond les plus importantes qui interviennent dans les amplificateurs à lampes : les fluctuations du courant électronique de la première lampe (effet Schottky) et les fluctuations thermiques aux bornes de l'impédance d'entrée. Il ne subsiste plus que le bruit de fond dû aux fluctuations du courant photoélectrique, proportionnel à la racine carrée de ce courant.

b) AMPLIFICATEUR HAUTE FRÉQUENCE. — L'amplification réalisée par cette méthode étant cependant insuffisante, j'ai disposé, à la suite du multiplificateur électronique un amplificateur à lampes comportant 3 étages accor-

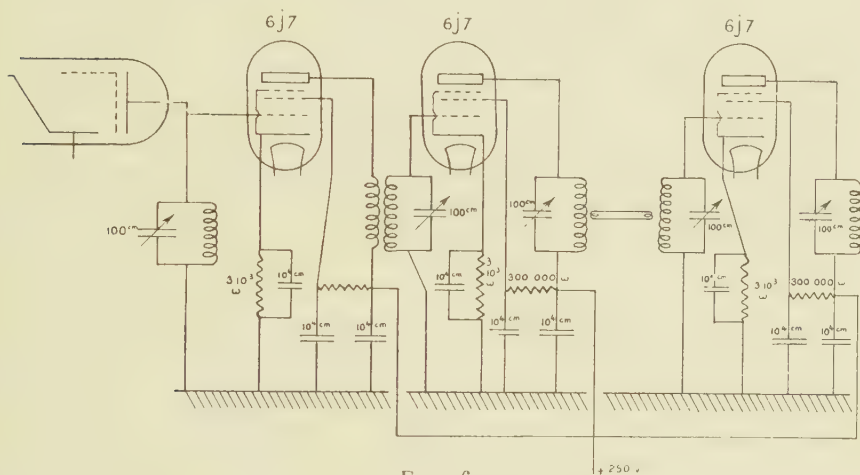


FIG. 26.

dés sur la fréquence de modulation (fig. 26). Les deux premiers de ces étages sont disposés sur le même châssis métallique que le multiplificateur. Le troisième étage fait partie du châssis du phasemètre qui sera décrit plus loin. Il est relié à l'étage précédent par une ligne blindée à basse impédance. L'emploi de circuits accordés permet d'isoler la composante fondamentale du courant photoélectrique comme l'exige le principe de la mesure de τ . Il présente, en outre, l'avantage de réduire le bruit de fond de l'ensemble du dispositif, seules les composantes de ce bruit de fond situées dans la bande passante étant amplifiées. Il n'est cependant pas souhaitable de chercher à atteindre les valeurs les plus élevées possibles de la sélectivité en choisissant des circuits antirésonants à très grand coefficient de surtension. Un léger désaccord d'un de ces circuits produit en effet, entre la tension de sortie et la tension d'entrée de l'amplificateur, un déphasage d'autant plus important que la résonance du circuit est plus

aiguë. Or, de tels désaccords se produisent toujours, d'abord lors de la mise en marche, par suite de l'échauffement des lampes, qui entraîne une variation des capacités entre les diverses électrodes, puis pendant un temps bien plus long, par suite de l'échauffement de tout le montage qui fait varier les selfs et les capacités des circuits. Pour des variations de température suffisamment petites ce phénomène ne produit pas une modification sensible de l'amplitude qui varie au voisinage d'un maximum, mais il a un effet important sur la phase.

Les résistances équivalentes aux circuits antirésonants que j'ai utilisés, sont inférieures à 10 000 ohms ; le gain correspondant est d'environ 10 par étage. L'amplificateur haute fréquence possède donc au total un gain de l'ordre de 1 000. Si le courant fourni par le multiplicateur est de 10^{-6} ampères, la tension aux bornes du circuit d'entrée est 10^{-2} volts et la tension de sortie mesurée par l'intermédiaire d'une lampe détectrice est de 10 volts. Le bruit de fond reste négligeable si la cellule photoélectrique est maintenue dans l'obscurité, mais il atteint 1 volt lorsque celle-ci est éclairée par le flux lumineux normalement utilisé dans le montage, mais non modulé. L'expérience m'a montré qu'il y avait intérêt à réduire de 10^6 à 10^5 l'amplification par le multiplicateur (en abaissant à 1500 volts la tension totale qui lui est appliquée). La tension de sortie est alors 1 volt quand la cellule reçoit le flux modulé et le bruit de fond, quand la cellule reçoit le flux non modulé, est 0,05 volt.

c) BLINDAGES, ALIMENTATION, FILTRES. — Le multiplicateur électronique et surtout l'amplificateur doivent être soigneusement soustraits à l'action

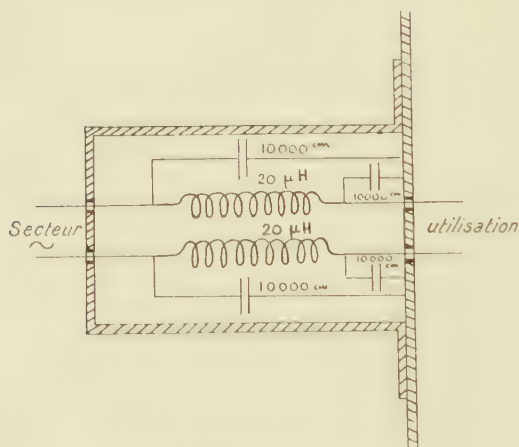


FIG. 27.

inductive directe de l'oscillateur qui excite le quartz. Ce générateur de haute fréquence n'est en effet pas symétrique et produit de manière notable l'harmonique 2 dont la fréquence est précisément la fréquence d'accord des circuits de l'amplificateur. C'est pourquoi l'émetteur est renfermé à l'intérieur d'un blindage de zinc d'épaisseur 1 mm ; il est relié au quartz par un câble co-axial souple dont

le conducteur extérieur est relié à la masse. Enfin, le multiplicateur électronique et l'amplificateur haute fréquence contenus dans une première boîte de zinc, sont placés ainsi que l'ensemble de leurs dispositifs d'alimentation.

mentation, à l'intérieur d'un deuxième vaste blindage de zinc. Comme pour l'émetteur, l'alimentation est entièrement réalisée à partir du secteur alternatif à l'aide d'un second transformateur régulateur automatique de tension et de redresseurs à lampes. Cette alimentation commune de l'émetteur et de l'amplificateur haute fréquence par le secteur, introduit un nouveau mode d'action du premier sur le deuxième. J'ai supprimé cet effet en plaçant sur chacun des cordons qui relient ces appareils au secteur une double cellule de filtrage (fig. 27).

c) PHASEMÈTRE

1° PRINCIPE. — Le phasemètre a pour objet de mesurer à une constante additive près, les phases φ et φ' des tensions V et V' . La méthode utilisée est une méthode de zéro; elle consiste : α) à élaborer à partir de la tension U_0 de fréquence $N/2$ appliquée au quartz une tension U_1 de même fréquence $N/2$, d'amplitude constante mais de phase $\Phi/2$ variable et connue à une constante près; β) par doublage de fréquence, à déduire de U_1 , une tension V_1 de fréquence N , d'amplitude constante et de phase Φ ; γ) à faire la somme de V_1 et de V et à faire varier Φ jusqu'à ce que cette somme soit minimum. V_1 et V sont alors en opposition de phase. La phase de V est : $\varphi = \Phi + \pi$. La même expérience réalisée avec V' fournit la phase φ' d'où :

$$\varphi_1 = \varphi - \varphi'.$$

2° RÉALISATION (fig. 28). — α) CIRCUITS DÉPHASEURS. — Un procédé simple pour obtenir à partir de U_0 une tension U_1 d'amplitude constante et de phase variable $\Phi/2$ consiste à utiliser U_0 pour produire un champ tournant. Une self placée dans ce champ sera le siège d'une force électromotrice d'induction e . Si elle subit une rotation de $\Phi/2$ autour d'un axe parallèle à l'axe de rotation du champ la phase de e sera modifiée de $\Phi/2$. Enfin, si l'amplitude du champ peut être considérée comme constante dans la région de l'espace où se déplace la self, l'amplitude de e restera constante. Ce montage conduit à utiliser 2 bobines excitatrices L_1 , L_2 identiques, à axes rectangulaires, de forme plate, disposées comme l'indique la figure 29 et parcourues par des courants égaux et en quadrature. Elles agissent sur une bobine l mobile autour de l'axe perpendiculaire en O au plan de figure et dont les spires sont parallèles à cet axe. La bobine L_1 est placée en série avec une résistance R_1 de 100 ohms et un condensateur variable C_1 de capacité maximum 100 cm (fig. 28). L_2 est introduite dans un circuit analogue. Ces deux circuits, placés en parallèle, entre les points A et B sont alimentés en haute fréquence par une self couplée avec la self du circuit antirésonant de sortie de l'émetteur haute fréquence. La capacité C_1 est réglée de manière que le courant I_1 dans la dérivation correspondante soit en avance de $\frac{\pi}{4}$ sur la tension $V_B - V_A$, tandis que C_2 est

réglée à une valeur plus élevée, telle que le courant I_2 soit en retard de $\frac{\pi}{4}$ sur $V_B - V_A$. Les résistances R_1 et R_2 ont pour but de diminuer l'acuité de la résonance série des deux dérivations et par suite d'augmenter la fidélité du réglage. Ce réglage est assez pénible à obtenir car il porte simultanément sur deux paramètres C_1 et C_2 et consiste à réaliser deux conditions :

$$|I_1| = |I_2| \quad \text{et} \quad \text{phase de } I_1 = \text{phase de } I_2 + \frac{\pi}{2}.$$

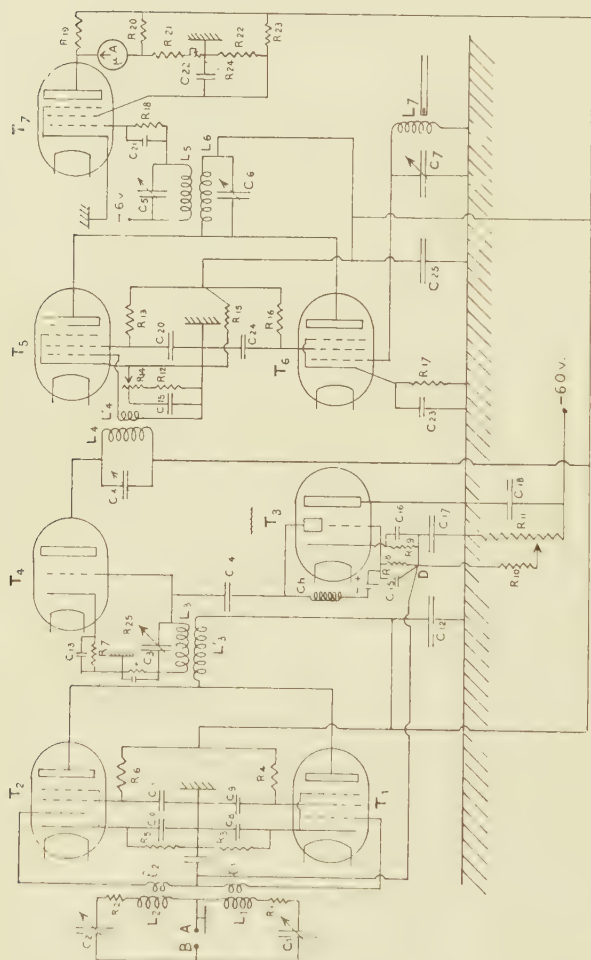


Fig. 28.

Condensateurs

C_1 , condensateur variable . . .	200 cm.	C_8 à C_{13} : condensateurs au mica de	10 000 cm.
C_2	200 cm.		
C_3 , C_4 , C_5 , C_6 , C_7 » . . .	100 cm.		

Résistances

R_{11} , R_{12} . . .	100 ohms	R_{31}	5 000 ω
R_{13} , R_{14} . . .	1 000 »	R_{32} , R_{33} . . .	30 000 ω
R_{15}	3 000 ω	R_{34}	60 000 ω
R_{16}	10 000 ω	R_{35}	250 000 ω
R_{17}	50 000 ω		500 000 ω
R_{18}			
R_{19}			
R_{20}			
R_{21}			
R_{22}			
R_{23}			
R_{24}			
R_{25}			
R_{26}			
R_{27}			
R_{28}			
R_{29}			
R_{30}			
R_{31}			
R_{32}			
R_{33}			
R_{34}			
R_{35}			

Ch : Self de choc.

De plus, le montage mécanique des 3 selfs L_1 , L_2 et l dans la position qu'indique la figure 29 est malaisé. C'est pourquoi je n'ai pas conservé ce dispositif et je l'ai remplacé par une variante (fig. 30) : les circuits des bobines excitatrices sont toujours les mêmes, mais ces bobines sont main-

tenant disposées loin l'une de l'autre, et leurs axes sont parallèles, elles sont enroulées sur des mandrins allongés à l'intérieur desquels le champ est bien uniforme. A l'intérieur de L_1 se trouve une petite bobine plate l_1 de même à l'intérieur de L_2 se trouve une bobine plate l_2 . l_1 et l_2 sont montées sur un même axe isolant passant par leurs plans ; elles sont calées sur cet axe de manière que ces plans soient perpendiculaires. Dans ces conditions si l'on désigne par $H_0 \cos \frac{\omega}{2} t$ le champ créé par L_1 , le champ créé par L_2 est : $H_0 \sin \frac{\omega}{2} t$.

Si les axes de l_1 et L_1 font entre eux l'angle $\Phi/2$ la force électromotrice e_1 induite dans l_1 est de la forme :

$$e_1 = e_0 \cos \frac{\omega}{2} t \cos \Phi/2$$

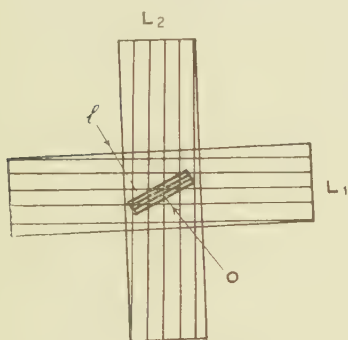


FIG. 29.

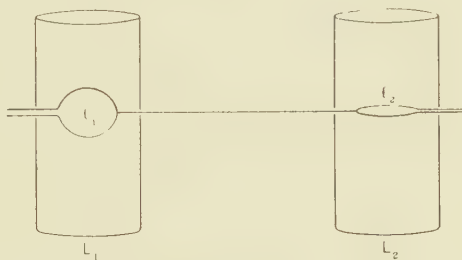


FIG. 30.

tandis que la force électromotrice induite dans l_2 est :

$$e_2 = e_0 \sin \frac{\omega}{2} t \sin \Phi/2$$

la somme des deux a pour valeur :

$$e = e_0 \cos \frac{\omega t - \Phi}{2}$$

et résout bien le problème posé. La rotation Φ est commandée par un système d'engrenages démultipliés et lue sur un cadran à $\pi/5000$ près.

La somme $e_1 + e_2$ est réalisée de manière symétrique par le procédé suivant : 2 pentodes T_1 et T_2 identiques (6J7) débitent sur une impédance de plaque commune, constituée par un transformateur haute fréquence à primaire apériodique et secondaire accordé. A la grille de l'une est appliquée la tension e_1 ; si S est sa pente, le courant-plaque correspondant est donc Se_1 . A la grille de l'autre, est appliquée la tension e_2 qui donne naissance au courant-plaque Se_2 .

Le courant total débité dans l'impédance de charge est donc :

$$i = S(e_1 + e_2) = Se ;$$

il développe bien aux bornes de celle-ci une tension de phase variable. L'élaboration indépendante des deux composantes e_1 et e_2 permet d'effectuer plus commodément le réglage. La séparation des selfs L_1 et L_2 rend le montage mécanique plus aisé. Enfin, le champ fourni par chacune de ces bobines est plus uniforme que dans le montage précédent et par suite, la constance de l'amplitude de la tension U_1 élaborée par ce système est meilleure. De plus, l'introduction des lampes permet d'augmenter encore la constance de cette tension par l'utilisation d'un système de régulation automatique d'amplitude : grâce au condensateur de liaison C_{14} , la tension U_1 agit sur les plaques de diode reliées ensemble d'une lampe T_3 duo-diode-triode (6Q7) qui sont portées à un potentiel négatif de polarisation par rapport à la cathode. Si le potentiel haute fréquence appliqué dépasse cette valeur de blocage, les plaques de la diode reçoivent des électrons et

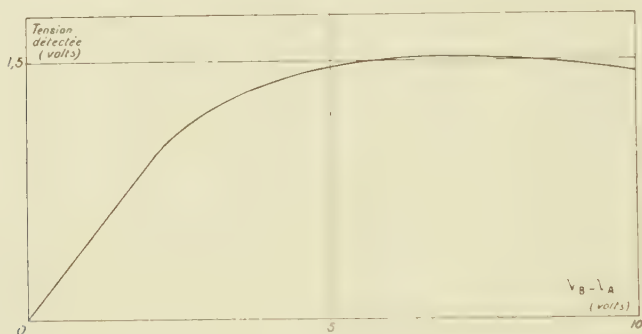


FIG. 31.

le condensateur C_{15} shunté par la résistance R_8 acquiert une charge continue rendant ainsi plus négatif le potentiel de grille de la triode. Celle-ci fonctionne en amplificatrice à courant continu. Sous l'action de cette diminution de potentiel de grille, le courant-plaque diminue. La chute de tension dans la résistance de charge R_{10} diminue aussi et le potentiel du point D s'abaisse. Ce point est précisément relié aux grilles des deux pentodes du circuit de déphasage. Son potentiel initial est réglé à l'aide du potentiomètre R_{11} à une valeur de -5 volts, telle que les lampes fonctionnent au voisinage de la partie courbe inférieure de leur caractéristique de plaque. La diminution de potentiel de D amène donc une réduction de leur amplification et une stabilisation de la tension U_1 . Ce dispositif est très énergique, comme le montre la caractéristique suivante (fig. 31) obtenue en établissant entre A et B, une tension haute fréquence d'amplitude variable et en mesurant pour chaque valeur de celle-ci, la tension produite, les bobines L_1 et L_2 demeurant fixes. Dans l'utilisation normale la tension introduite entre A et B étant constante, U_1 ne varie pas de $1/200$ quand on fait tourner les bobines L_1 et L_2 .

b) DOUBLAGE DE FRÉQUENCE. RÉGLAGE DE L'AMPLITUDE. — La tension U_1 est appliquée à la grille d'une triode T_4 (6C5) utilisée en doubleuse de fréquence. Aux bornes du circuit antirésonant L_4C_4 apparaît une tension V_0 de fréquence N et de phase Φ double de la phase de U_1 . Il est avantageux de pouvoir choisir l'amplitude de la tension V_1 que l'on veut composer avec la tension V (ou V') égale à l'amplitude de cette dernière. Le minimum de $V_1 + V$ est alors nul et peut être pointé avec un appareil de mesure plus sensible. Pour obtenir à partir de V_0 une tension d'amplitude réglable, sans qu'il en résulte une modification de phase, il suffit de faire agir V_0 sur la grille d'une pentode amplificatrice T_5 (6J7) utilisée en classe C et débitant sur le circuit accordé L_6C_6 . En faisant varier à l'aide du potentiomètre R_{14} la polarisation de la grille de ce tube, on obtient le résultat cherché.

En résumé, la tension V_1 qui apparaît aux bornes du circuit L_6C_6 a une amplitude réglable (dans le rapport de 1 à 25) sans modification de phase. D'autre part, sa phase peut être modifiée de quantités connues de 0 à 2π sans qu'il en résulte de variations d'amplitude (à 1/200 près).

c) MISE EN OPPOSITION DE V (DE V') ET DE v_1 . — Le circuit L_6C_6 est l'impédance de charge commune de la pentode T_5 et de la pentode de sortie T_6 de l'amplificateur haute fréquence.

Lorsque le déphaseur fonctionne seul, il apparaît aux bornes de ce circuit la tension V_1 ; lorsque l'amplificateur haute fréquence fonctionne seul il y apparaît la tension V ou V' dont on veut mesurer la phase; lorsque les deux appareils fonctionnent simultanément il apparaît, grâce à l'absence de réaction d'anode dans les pentodes, la tension $V + V_1$ ($V' + V_1$). Cette tension est appliquée par l'intermédiaire d'un transformateur haute fréquence accordé à la grille d'une dernière pentode T_7 (6J7) fonctionnant en détectrice par la grille. Un montage en pont de Wheatstone permet d'éviter de faire traverser l'appareil de mesure par la totalité du courant-plaque et de ne déceler que les variations de celui-ci. Cette disposition permet l'utilisation d'un microampèremètre sensible, nécessaire pour la précision des pointés (sensibilité variable de 20 à 1 000 microampères pour toute l'échelle) (fig. 28 et 32).

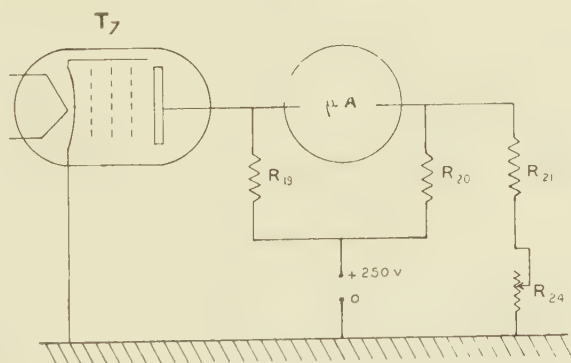


FIG. 32.

diode d'un transformateur haute fréquence accordé à la grille d'une dernière pentode T_7 (6J7) fonctionnant en détectrice par la grille. Un montage en pont de Wheatstone permet d'éviter de faire traverser l'appareil de mesure par la totalité du courant-plaque et de ne déceler que les variations de celui-ci. Cette disposition permet l'utilisation d'un microampèremètre sensible, nécessaire pour la précision des pointés (sensibilité variable de 20 à 1 000 microampères pour toute l'échelle) (fig. 28 et 32).

La résistance R_{24} peut varier sur un faible intervalle pour permettre de réaliser la mise au 0 initial de ce microampèremètre.

3° CONTRÔLE DU FONCTIONNEMENT-ÉTALONNAGE. — a) EXÉCUTION D'UNE MESURE DE φ . — Je dispose devant la cellule photoélectrique l'écran diffusant. Un interrupteur I susceptible de mettre en court-circuit le circuit antirésonant L_3C_3 me permet d'annuler la tension V_1 fournie par le phasemètre sans couper aucune des tensions d'alimentation, ce qui troublerait l'établissement du régime thermique permanent de l'appareil. Le microampèremètre fournit alors une indication proportionnelle au courant photoélectrique.

Je masque la cellule, j'ouvre l'interrupteur I et je règle à l'aide du potentiomètre R_{14} la tension V_1 à une valeur telle que la déviation du microampèremètre soit la même que précédemment, soit par exemple 200 microampères et je vérifie que cette valeur est indépendante de la position du bouton de commande des selfs mobiles, c'est-à-dire de la phase Φ de V_1 .

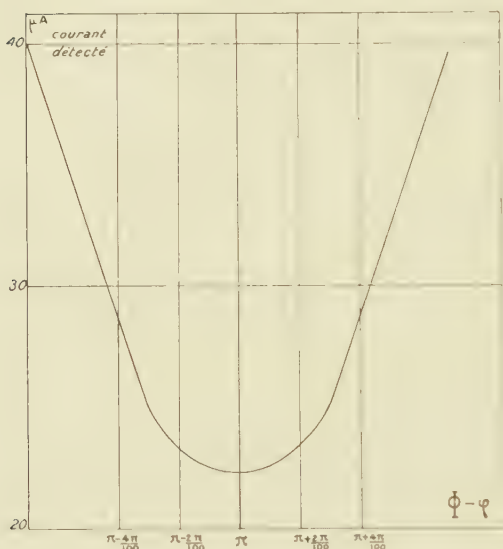


FIG. 33.

Je démasque à nouveau la cellule, faisant agir cette fois $V + V_1$; j'observe quand je fais varier la phase Φ de V_1 sur un intervalle d'étendue 2π l'existence d'un maximum et d'un minimum de courant détecté. Je règle la phase Φ à la valeur qui fournit le minimum, je me place sur la plus grande sensibilité (20 microampères) de l'appareil de mesure et je perfectionne le réglage de l'amplitude de V_1 pour que ce minimum soit aussi faible que possible. J'exécute alors une série de pointés de φ . La variation du courant dans le microampèremètre quand Φ varie au voisinage de $\varphi + \pi$ est représentée par la figure 33. Les valeurs obtenues par ces pointés successifs ne diffèrent pas entre elles, de plus de $2/1\,000.2\pi$.

b) STABILITÉ. — Si l'on effectue deux séries de pointés à quelques minutes d'intervalle, on constate entre les deux moyennes qui s'en déduisent, une différence qui peut atteindre $2/100.2\pi$ ou même davantage au

moment de la mise en marche de l'appareil. Cette dérive du 0 s'explique aisément, comme on l'a vu, par les variations des constantes électriques des lampes et des circuits, en fonction de la température. L'existence de double blindage autour de l'amplificateur haute fréquence donne à cet appareil une inertie thermique particulièrement importante. J'ai réduit de manière notable cette dérive en soufflant en permanence de l'air comprimé sur chacun des circuits accordés et sur chacune des lampes et en mettant l'appareil en marche au moins une heure avant de commencer les mesures. Dans ces conditions la dérive reste de l'ordre de $4/1\ 000 \cdot 2\pi$ en 5 minutes ; elle provient à la fois de l'effet qui vient d'être rappelé et de la dérive due au modulateur.

c) *ÉTALONNAGE*. — Le déphasage produit par une rotation de $\Phi/2$ des bobines mobiles, doit être égal à Φ . Pour vérifier l'exactitude de cette propriété, j'ai étalonné le déphaseur en faisant parcourir à la lumière modulée un chemin optique variable D avant de l'envoyer sur l'écran diffusant placé devant la cellule photoélectrique. La courbe qui représente la variation de Φ en fonction de D coïncide avec la droite théorique à la précision des mesures près.

4^e CONCLUSION

Le fluoromètre qui vient d'être décrit permet une détermination correcte des durées de vie ; dans son emploi, il n'est pas nécessaire de faire parcourir à la lumière de fluorescence un chemin optique variable. On obtient ainsi un gain important de luminosité et de rapidité des mesures.

V. — MESURES DE DURÉES DE VIE DE SOLUTIONS FLUORESCENTES

a) GÉNÉRALITÉS SUR LA FLUORESCENCE DES SOLUTIONS

Le mécanisme de la fluorescence des solutions peut être schématisé de la manière suivante ⁽¹⁾ :

Une molécule fluorescente peut exister dans deux états énergétiques distincts : l'état normal A et l'état activé B dont l'énergie interne est supérieure à celle de A. L'énergie de chacun de ces deux états peut être considérée comme la somme de deux termes, un terme caractéristique de l'état électronique de la molécule fluorescente F et un terme résultant de l'action des molécules S du solvant et dont la valeur dépend de la répartition de celles-ci au voisinage de F. Pour chacun des deux états électro-

⁽¹⁾ F. PERRIN. *Ann. de Phys.*, **12** (1929), 169 ; JABLONSKI. *Zs. f. Phys.*, **73** (1937), 460.

niques de F il existe une répartition qui donne à l'énergie une valeur minimum et fournit un équilibre stable dans l'état électronique considéré. Représentons par a (fig. 34) le niveau énergétique qui correspond à la stabilité dans l'état A et par b celui qui correspond à la stabilité dans l'état B. Le liquide subissant d'incessantes fluctuations, l'énergie de l'état A subit, en réalité, de petits accroissements variables dans le temps autour de a qui reste cependant la valeur la plus probable.

Il en est de même au voisinage de b .

Le passage de l'état A à l'état B s'opère par absorption d'un quantum lumineux $h\nu_1$ qui fournit à la molécule l'énergie nécessaire pour effectuer le changement d'état électronique. La rapidité de ces transformations est telle qu'on doit considérer (par une généralisation du principe de Franck-Condon, relatif aux spectres des molécules diatomiques) que la répartition

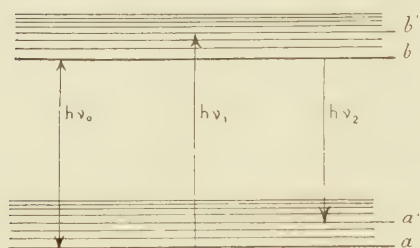


FIG. 34.

des molécules du solvant autour de la molécule F n'est pas perturbée pendant l'activation. En particulier, si le niveau énergétique initial est le niveau le plus probable a , le niveau final ne sera pas b , mais un niveau plus élevé b' . Ce mécanisme explique l'existence d'une bande d'absorption au voisinage de la fréquence ν_1 supérieure à la fréquence ν_0 définie par $h\nu_0 = b - a$.

La molécule F est capable de subsister un certain temps dans l'état excité B. C'est la valeur moyenne de ce temps qu'on appelle durée de vie τ de l'état excité. La durée τ , quoique très petite, est cependant assez grande, pour que le nouvel état d'équilibre du solvant ait le temps de s'établir autour de la molécule excitée. La valeur la plus probable de son énergie devient alors b et l'excès $b' - b$ est converti en énergie thermique du solvant. Par un mécanisme analogue à celui de l'absorption, la molécule B est susceptible de se désactiver spontanément en émettant un quantum lumineux $h\nu_2$ et en retombant sur le niveau a' qui correspond à l'invariance de la répartition des molécules du solvant autour d'elle. Ce processus donne lieu à l'émission d'une bande de fluorescence autour de la fréquence ν_2 inférieure à ν_0 . Comme plus haut, l'excès d'énergie $a' - a$ est finalement converti en énergie thermique. Ce schéma rend compte des faits expérimentaux suivants :

- a) existence d'une large bande d'absorption ;
- b) existence d'une large bande de fluorescence ;
- c) empiètement possible de ces bandes l'une sur l'autre. Cependant le maximum d'absorption correspond à une fréquence plus élevée que le maximum de fluorescence (Stokes) ;
- d) les positions de ces bandes dépendent de la nature du solvant ;

e) enfin, il met nettement en évidence l'indépendance complète qui existe pour chaque molécule entre le processus d'absorption et le processus d'émission qui lui fait suite, puisque l'état le plus probable de la molécule activée est b et que la probabilité d'un état voisin de b est une grandeur caractéristique de l'équilibre, quel que soit l'état b' initialement atteint.

Une conséquence expérimentale de cette remarque est le fait que la forme de la bande de fluorescence est indépendante de la longueur d'onde ou plus généralement de la répartition spectrale de la lumière excitatrice ⁽¹⁾.

Cette répartition est également indépendante de la concentration de la substance fluorescente ⁽²⁾.

RENDEMENT, DURÉE DE VIE MOYENNE. — L'expérience montre que le nombre des photons réémis par fluorescence peut être très inférieur au nombre des photons absorbés. Il est donc possible à la molécule activée de revenir à l'état normal sans émission lumineuse, en libérant son énergie sous forme cinétique. On appelle rendement lumineux r le rapport du nombre des photons émis à celui des photons absorbés. Par suite du déplacement de Stokes, ce rendement est distinct du rendement énergétique ρ , rapport de l'énergie rayonnée à l'énergie reçue. F. Perrin ⁽³⁾ a établi entre le rendement r et la durée de vie moyenne τ une relation très simple :

La désactivation d'une molécule activée avec émission de lumière est un phénomène de hasard. La probabilité pour qu'il se produise dans un intervalle de temps dt ne dépend pas du temps écoulé depuis l'activation et peut s'écrire αdt , α étant une constante.

De même, la probabilité de désactivation cinétique est, pour une solution étendue dans un solvant homogène, égale à une expression du même type γdt . Le rendement lumineux est évidemment :

$$(1) \quad r = \frac{\alpha}{\alpha + \gamma}.$$

D'autre part, supposons que N_0 molécules soient excitées à l'instant 0 ; soit N le nombre de ces molécules qui subsiste dans l'état activé à l'instant t positif. D'après ce qui précède, le nombre $-dN$ de ces molécules qui se désactive entre les instants t et $t + dt$ est défini par :

$$-\frac{dN}{N} = (\alpha + \gamma)dt$$

d'où :

$$N = N_0 e^{-(\alpha + \gamma)t}$$

⁽¹⁾ NICHOLS et MERRIT. *Phys. Rev.*, **18** (1904), 403 ; JABLONSKI. *C. R. Soc. Pol. de Phys.*, **7** (1926), 1.

⁽²⁾ WAWILOW. *Zs. f. Phys.*, **31** (1925), 750.

⁽³⁾ F. PERRIN. *Ann. de Phys.*, **12** (1929), 169.

La durée de vie moyenne τ a pour valeur, par définition :

$$(2) \quad \tau = -\frac{1}{N_0} \int_{t=0}^{\infty} t dN = -\frac{1}{N_0} [Nt]_{t=0}^{\infty} + \frac{1}{N_0} \int_{t=0}^{\infty} N dt = \frac{1}{\alpha + \gamma}$$

La loi de décroissance du nombre des molécules excitées peut donc s'écrire :

$$(3) \quad N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Si à l'instant 0 on fait cesser le flux lumineux excitateur, la décroissance de l'intensité de fluorescence est traduite par une loi analogue :

$$(4) \quad I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Enfin, le rapprochement des formules (1) et (2) permet d'écrire :

$$r = \alpha \tau.$$

En particulier, en l'absence de cause de désactivation cinétique (solution extrêmement diluée) la durée de vie moyenne a une valeur limite τ_0 . Le rendement r étant égal à 1 :

$$\tau_0 = \frac{1}{\alpha}$$

et :

$$(5) \quad r = \frac{\tau}{\tau_0}.$$

Si l'on introduit le rendement énergétique ρ on obtient une relation analogue :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\tau}{\tau_0}.$$

Toute cause qui modifie la probabilité de désactivation cinétique sans modifier la probabilité de désactivation lumineuse fait varier à la fois durée de vie et rendement ; mais ces deux grandeurs restent proportionnelles.

b) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Je me suis proposé d'utiliser le fluoromètre à ultra-sons pour effectuer une vérification expérimentale directe des deux lois générales auxquelles obéit la durée de vie τ des solutions fluorescentes :

τ est indépendante de la radiation excitatrice,

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{\rho}{\rho_0}.$$

Les expériences qui suivent ont été réalisées avec des solutions aqueuses d'uranine (sel de sodium de la fluorescéine), qui est aisément soluble et possède une fluorescence vert jaune intense.

La figure 35, empruntée à un travail de Szczeniowski ⁽¹⁾, représente la courbe donnant en valeur relative la répartition spectrale de l'intensité lumineuse rayonnée par une solution aqueuse de cette substance. Cette courbe est indépendante de la longueur d'onde excitatrice et de la concentration c . Sur le même graphique est portée la courbe qui représente les variations du coefficient d'absorption μ d'une solution de concentration $c = 10^{-4}$ g/cm³ en fonction de la longueur d'onde λ . Lorsque la concentration augmente μ croît moins vite que l'exige la loi de Beer. Ces courbes montrent que les

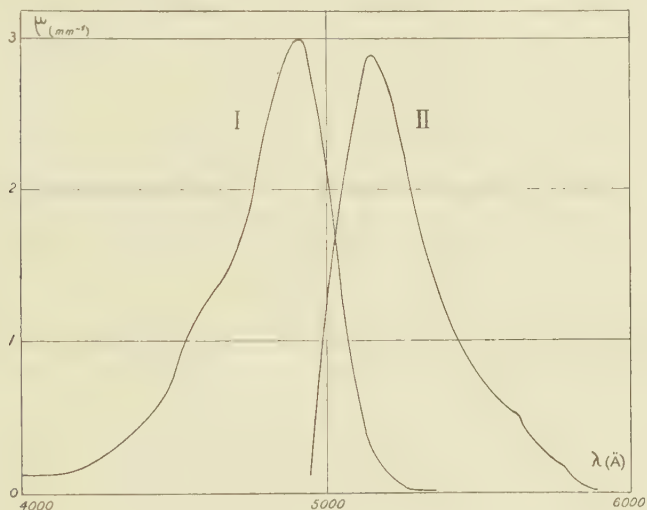


FIG. 35.

meilleures conditions d'observation de la fluorescence consisteraient à filtrer la lumière excitatrice à l'aide d'un filtre ne laissant passer que les radiations de longueur d'onde inférieures à $0,5 \mu$ et à placer sur le faisceau de fluorescence un filtre complémentaire. La lumière diffusée dont la présence produit évidemment une diminution apparente de τ serait ainsi complètement éliminée. L'emploi de filtres réalisant assez bien cette condition, conduit à une réduction importante de la luminosité. J'ai constaté expérimentalement qu'il suffit d'opérer le filtrage de la lumière incidente à l'aide d'une cuve de verre, à faces parallèles, d'épaisseur 2 cm contenant une solution de chlorure cuivrique (2 g CuCl_2 + 18 g H_2O + 2 gouttes HCl à 20 o/o) étudiée par Coblentz ⁽²⁾. Cette solution absorbe totalement les radiations de longueurs d'onde comprises entre $0,6 \mu$ et $1,4 \mu$,

(1) SZCZENIOWSKI. *Bull. int. Acad. Pol.*, A (1927), n° 3, p. 127.

(2) COBLENTZ. *Bull. Of. Stand.*, 7 (1911), 619; 14 (1918), 653.

et possède également une bande d'absorption dans le proche ultra-violet. Elle permet donc d'éliminer la région rouge et infra-rouge du spectre, inutile pour exciter la fluorescence et dangereuse au point de vue de la diffusion car c'est dans cette région que la cellule photoélectrique utilisée possède son maximum de sensibilité.

1° DURÉE DE VIE D'UNE SOLUTION ÉTENDUE D'URANINE. — La solution d'uranine utilisée pour cette mesure a une concentration c de 10^{-5} g./cm³. Elle est placée dans une cuve à faces parallèles d'épaisseur 2 cm et sa température est de 18 à 20°. Pour éliminer les erreurs dues à la dérive du 0 du fluoromètre, j'exécute toujours les mesures dans l'ordre suivant :

1° Une mesure de la phase φ de la lumière diffusée par l'écran de papier ;

2° Une mesure de la phase φ' de la lumière rayonnée par la solution fluorescente ;

3° Une nouvelle mesure de φ ;

et je prends comme valeur de φ la moyenne de la valeur initiale et de la valeur finale. Dans chaque série de mesures, je répète 10 fois l'ensemble des 3 pointés précédents. Les résultats des moyennes de 5 séries de mesures sont consignés dans le tableau suivant (tableau II) :

TABLEAU II

$\frac{\varphi_1}{2\pi}$	0,0870	0,0870	0,0826	0,0836	0,0829
$\tau(\text{seconde})$	$4,49 \cdot 10^{-9}$	$4,30 \cdot 10^{-9}$	$4,21 \cdot 10^{-9}$	$4,27 \cdot 10^{-9}$	$4,23 \cdot 10^{-9}$

La moyenne de tous ces résultats est :

$$\tau = 4,30 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$$

et les écarts qu'ils présentent entre eux montrent que l'on peut affirmer l'exactitude de la valeur trouvée à $\pm 0,15 \cdot 10^{-9}$ sec près. Cette valeur coïncide avec celle qu'obtint F. Perrin ⁽¹⁾ par une méthode indirecte. Elle est légèrement inférieure à la valeur 4,63 donnée par W. Cramm ⁽²⁾ utilisant le fluoromètre à cellules de Kerr de Szymanowski pour une solution de concentration 10^{-4} à 10^{-5} .

2° INFLUENCE DE LA NATURE DE LA LUMIÈRE EXCITATRICE. — Il résulte de l'indépendance des processus d'excitation et d'émission que la durée de vie ne dépend pas de la répartition spectrale de la lumière excitatrice.

Il n'en est pas de même pour les raies de résonance des gaz.

(1) F. PERRIN, *Ann. de Phys.*, **12** (1929), 169.

(2) W. CRAMM, *Zs. f. Phys.*, **103** (1936), 551.

Duschinsky ⁽¹⁾ a montré que si l'on attribue la fluorescence à un oscillateur harmonique amorti soumis seulement à l'action du rayonnement excitateur, sans réaction des molécules voisines, les phases φ_n de la lumière modulée réémise dépendent de la composition spectrale de la lumière incidente. En particulier si celle-ci est une radiation monochromatique, voisine des bords de la raie d'absorption, les oscillations forcées provoquées dans l'oscillateur moléculaire par le rayonnement incident fournissent un rayonnement de fluorescence dont les phases φ_n sont toutes nulles ; la durée de vie que l'on mesure au fluoromètre est alors 0. On n'obtient la valeur correcte τ , coefficient de décroissance des oscillations libres, que dans l'un des deux cas suivants :

a) La raie excitatrice est beaucoup plus large que la raie d'absorption et la recouvre entièrement ;

b) La raie excitatrice de largeur quelconque occupe par rapport à la raie d'absorption une position bien définie qui dépend des formes de ces deux raies. Weisskopf ⁽²⁾ a traité le même problème par la mécanique ondulatoire et il est arrivé aux mêmes conclusions.

Pour vérifier que cet effet n'existe pas dans le cas de la fluorescence des solutions, j'ai déterminé la durée de vie de la solution d'uranine déjà étudiée en disposant sur le faisceau incident divers filtres colorés qui modifient la répartition spectrale de la lumière excitatrice dans la bande d'absorption de l'uranine. J'ai utilisé successivement divers filtres Wratten puis, pour éliminer en toute certitude de la lumière incidente les longueurs d'onde correspondant à la partie centrale de la bande d'absorption, j'ai employé comme filtre une cuve à faces parallèles d'épaisseur 1 mm remplie d'une solution d'uranine de concentration 10^{-4} g/cm³. Pour $\lambda = 0,49 \mu$ (centre de la bande) le flux lumineux est divisé par 20 tandis que pour $\lambda = 0,45 \mu$ ou $0,51 \mu$ il n'est divisé que par 2. Cette cuve est placée contre la dernière lentille L_3 du montage (fig. 27). Le flux de fluorescence étant rayonné dans toutes les directions, la fraction de ce flux envoyé par la cuve-filtre sur la cuve où se trouve la solution étudiée est négligeable vis-à-vis du flux transmis.

Les résultats de ces expériences sont rassemblés dans le tableau ci-dessous (tableau III).

Les écarts observés entre les diverses valeurs de τ sont du même ordre de grandeur que ceux qu'on observe entre plusieurs mesures consécutives effectuées avec le même écran. La précision est ici un peu moins bonne que dans les mesures précédentes, par suite de la diminution de la luminosité. De l'examen du tableau on peut conclure qu'il n'existe aucune variation de τ en fonction de la composition du rayonnement incident.

Cette invariance justifie l'emploi du fluoromètre pour mesurer τ sans aucune limitation concernant la lumière excitatrice.

(1) DUSCHINSKY, *Zs. f. Phys.*, **81** (1933), 7.

(2) WEISSKOPF, *Phys. Zs. Sow. U*, **4** (1933), 97.

TABLEAU III

Désignation du filtre	Néant	Wratten 56	Wratten 60	Wratten 45	Uranine	
Coefficient de transmission	$\lambda = 0,45$	1	0,00	0,26	0,28	0,50
	$\lambda = 0,49$	1	0,37	0,34	0,40	0,05
	$\lambda = 0,51$	1	0,64	0,58	0,29	0,50
$10^9 \tau$	4,30	4,40	4,15	4,30	4,35	

3^o VÉRIFICATION DE $\frac{\rho_0}{\rho} = \frac{\tau}{\tau_0}$. — a) INFLUENCE DE LA CONCENTRATION C. —

L'augmentation de concentration de la substance fluorescente provoque une diminution de la durée de vie et du rendement. Le mécanisme de ce phénomène doit résider dans la possibilité de désactivation cinétique d'une molécule activée au voisinage d'une molécule fluorescente par un effet de résonance appelé par F. Perrin ⁽¹⁾ induction moléculaire.

Des mesures de rendement ont été effectuées sur la fluorescéine et la rhodamine B à différentes concentrations par Wawilow ⁽²⁾, tandis que des mesures de durées de vie de ces mêmes corps sont dues à Szymanowski ⁽³⁾; la comparaison de leurs résultats montre que la courbe $\frac{\rho}{\rho_0} = f(c)$ est située tout entière en dessous de la courbe $\frac{\tau}{\tau_0} = g(c)$.

Duschinsky ⁽⁴⁾ a fait remarquer que ce désaccord pouvait être imputé au fait que les colorants utilisés par les deux auteurs n'étaient pas de même origine. Or les colorants commerciaux vendus sous le même nom par divers fabricants présentent souvent des différences notables de propriétés dues à la présence d'impuretés.

Pour contrôler la validité de la loi $\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\tau}{\tau_0}$ quand la concentration varie, il est donc indispensable de mesurer ρ et τ sur les mêmes solutions.

J'ai mesuré au fluoromètre les durées de vie de solutions d'uranine à différentes concentrations et j'ai déterminé en valeurs relatives les rendements correspondants à l'aide du montage de la figure 36. S est un arc à mercure à grande brillance, Bruhat-Gallois; *m* un monochromateur simple et M le multiplicateur électronique déjà décrit débitant dans un micro-

⁽¹⁾ F. PERRIN. *Ann. de Phys.*, **12** (1929), 169.

⁽²⁾ WAWILOW. *Zs. f. Phys.*, **31** (1925), 750.

⁽³⁾ SZYMANOWSKI. *Zs. f. Phys.*, **95** (1935), 440.

⁽⁴⁾ DUSCHINSKY. *Acta Phys. Pol.*, **5** (1936), 555.

ampèremètre. Le monochromateur permet d'isoler la raie violette de longueur d'onde $4358 \text{ \AA}$ qui est parmi les raies intenses du mercure la plus fortement absorbée par la solution d'uranine. Devant le multiplicateur électronique est placé un écran rouge Wratten 22 qui ne laisse passer que les radiations de longueur d'onde supérieure à $0,55 \mu$, donc situées en dehors de la bande d'absorption du liquide. Ainsi les mesures ne portent que sur une portion de la bande de fluorescence dont la composition spectrale ne risque pas d'être modifiée par réabsorption et qui est par conséquent indépendante de la concentration. Le courant photoélectrique est alors proportionnel au flux lumineux admis sur la cellule et mesure en valeur relative le flux total rayonné.

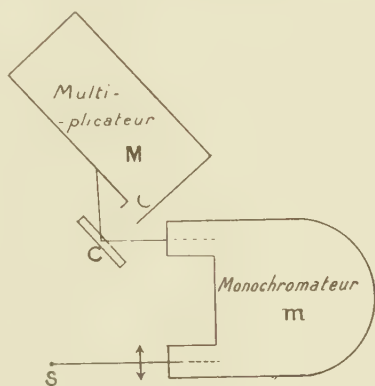


FIG. 36.

Dans une seconde expérience, j'ai mesuré la fraction du flux incident absorbée par le liquide : la cuve est remplie successivement d'eau pure, puis de solutions de diverses concentrations. Le multiplicateur électronique placé cette fois derrière la cuve, et protégé de la lumière de fluorescence par un écran violet (Wratten 49 C) mesure dans chaque cas la frac-

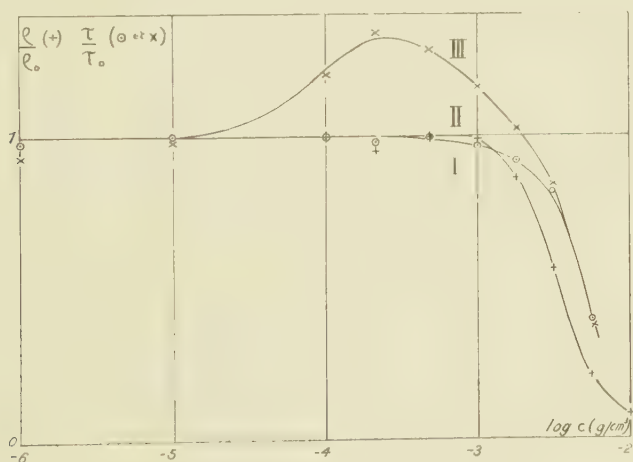


FIG. 37.

tion non absorbée du flux incident. On en déduit la fraction absorbée. A partir de $c = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ cette fraction est égale à 1 à moins de $1/100$ près. L'ensemble de ces deux séries de mesures fournit le rendement à un facteur multiplicatif près. Les résultats sont portés dans le tableau suivant et sont représentés par les courbes I et II de la figure 37.

TABLEAU IV
(épaisseur de la cuve : 1 mm).

c	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	$2,14 \cdot 10^{-4}$	$4,68 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}
$10^9 \tau$	4,22	4,30	4,30	4,20	4,28	4,15	3,95	3,5	1,7	
$\frac{\tau}{\tau_0}$	0,98	1,00	1,00	0,98	1,00	0,965	0,92	0,81	0,39	
$\frac{\rho}{\rho_0}$			1,00	0,95	1,00	0,99	0,86	0,56	0,21	0,08

On voit que le désaccord entre les valeurs de $\frac{\rho}{\rho_0}$ et de $\frac{\tau}{\tau_0}$ subsiste. Il est possible de l'expliquer par l'influence de la fluorescence secondaire. Celle-ci consiste en une absorption de la partie de courte longueur d'onde du rayonnement émis, suivi d'une nouvelle réémission. Ce phénomène est observable avec une très grande intensité dans les gaz car la raie d'émission coïncide alors avec la raie d'absorption. Il se répète dans ce cas un grand nombre de fois et amène une augmentation considérable de la durée de vie apparente. Pour la raie de résonance du mercure ($\lambda = 2537 \text{ \AA}$) dont la durée de vie réelle est d'environ 10^{-7} s on peut observer une durée de vie apparente de $1,5 \cdot 10^{-4}$ s ⁽¹⁾.

Dans le cas de l'uranine, on peut facilement mettre en évidence la fluorescence secondaire en formant par une lentille l'image S' d'une source brillante S (arc au mercure) sur une première cuve C contenant une solution à 10^{-4} g/cm³ par exemple. Prenant soin de ne pas recueillir la lumière réfléchie, on forme à l'aide d'une deuxième lentille l'image de S' sur une deuxième cuve C' identique à la première. La fluorescence du liquide contenue dans celle-ci est très visible. On s'assure aisément qu'elle n'est pas due à l'existence de lumière de l'arc diffusée par C en remplissant d'eau cette cuve.

On s'assure également que le phénomène observé n'est pas une simple diffusion en C' de la lumière incidente en remplissant C' d'une solution d'uranine dont la fluorescence a été supprimée par addition d'iodure de potassium (voir plus loin). La fluorescence secondaire a un effet d'autant plus important, que le nombre total de molécules soumises au rayonnement incident est plus grand. Lewschin ⁽²⁾ a observé son effet dans l'étude de la polarisation de la lumière de fluorescence : le taux de polarisation d'une solution de fluorescéine dans la glycérine, de concentration $9 \cdot 10^{-4}$ est réduit aux 7/10 de sa valeur quand l'épaisseur de la cuve qui contient le liquide passe de 1,5 mm à 15 mm.

⁽¹⁾ ZEMANSKY. *Phys. Rev.*, **29** (1927), 513.

⁽²⁾ LEWSCHIN. *Zs. f. Phys.*, **26** (1924), 274.

J'ai mis en évidence l'influence de la fluorescence secondaire en répétant les mesures précédentes de durées de vie avec une cuve d'épaisseur 20 mm au lieu de 1 mm. Les résultats obtenus sont notés dans le tableau suivant et représentés par la courbe III de la figure 37.

TABLEAU V

C	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	$2,14 \cdot 10^{-4}$	$4,68 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$
$10^9 \tau$	4,23	4,25	5,15	5,75	5,50	5,00	4,40	3,60	1,60
$\frac{\tau}{\tau_0}$	0,93	0,99	1,20	1,34	1,28	1,16	1,02	0,84	0,37

La nouvelle courbe (III) se trouve en partie au-dessus de la courbe (II); pour les concentrations inférieures ou égales à 10^{-5} g/cm³ (II) et (III) se confondent ce qui s'explique par le fait que la fluorescence secondaire est alors négligeable dans les deux cas. Aux concentrations supérieures à $3 \cdot 10^{-3}$ g/cm³, les deux courbes coïncident également parce que l'absorption du liquide est alors si importante que le phénomène lumineux est tout entier localisé dans le premier millimètre du liquide.

Dans les expériences exécutées avec la cuve d'épaisseur 1 mm, la fluorescence secondaire n'est pas assez importante pour provoquer la formation d'un maximum de τ comme il en apparaît un avec la cuve de 20 mm. Il n'est cependant pas douteux qu'elle intervienne et augmente la durée de vie à partir d'une certaine concentration. Il est difficile de préciser davantage. La théorie de la fluorescence multiple a été faite par Milne ⁽¹⁾ dans le cas des gaz à partir de la théorie de la radiation d'Einstein. L'existence dans la fluorescence des liquides du déplacement de Stokes ne permet pas d'étendre à ce cas les résultats qu'il a obtenus.

b) INFLUENCE INHIBITRICE DE L'IODURE DE POTASSIUM. — L'introduction d'iodure de potassium dans une solution d'uranine fait décroître l'intensité de fluorescence de cette solution. Cette action inhibitrice, commune à plusieurs oxydants, est attribuée à la présence dans ces corps d'un électron faiblement lié ⁽²⁾. Une molécule fluorescente activée peut perdre son énergie sans rayonner par un choc de seconde espèce contre cet électron. Il est facile de déterminer en valeur relative le rendement de solutions dont la concentration en uranine est constante, mais qui contiennent des quantités variables d'iodure de potassium; l'absorption est en effet indépendante de la quantité d'iodure de potassium introduite, le rendement est

⁽¹⁾ MILNE. *Journ. of London Mat. Soc.*, **4** (1926), 40.

⁽²⁾ F. PERRIN. *Ann. de Phys.*, **12** (1929), 169.

donc proportionnel au flux rayonné dans des conditions d'excitation identiques.

J'ai encore utilisé le montage de la figure 36 pour déterminer ρ/ρ_0 .

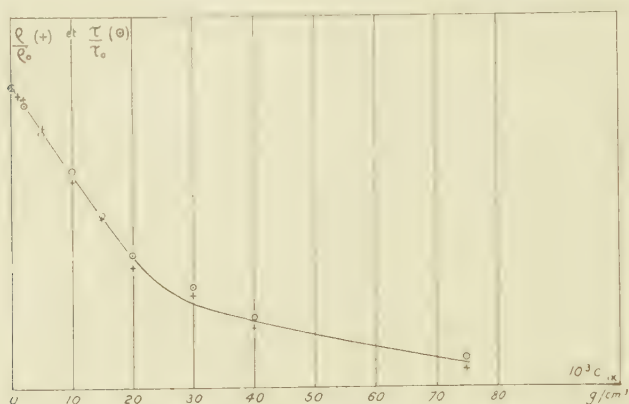


FIG. 38.

Cette fois, les rapports $\frac{\rho}{\rho_0}$ et $\frac{\tau}{\tau_0}$ sont égaux, aux erreurs d'expériences près, comme le montrent le tableau et la courbe ci-dessus (fig. 38) obtenus sur des solutions de concentration 10^{-5} g/cm³ en uranine.

TABLEAU VI

$10^3 c_{IK}$	0	1	2	5	10	15	20	30	40	75
$\frac{\tau}{\tau_0}$	1	0,965	0,940	0,849	0,720	0,570	0,441	0,326	0,232	0,093
$\frac{\rho}{\rho_0}$	1	0,970	0,957	0,858	0,687	0,562	0,400	0,300	0,187	0,063

VI. — CONCLUSION

I. — J'ai prévu par le calcul les conditions d'emploi du stroboscope à onde stationnaire ultra-sonore destiné à moduler la lumière à fréquence élevée.

II. — J'ai mis au point la technique de réalisation de ce modulateur et établi un montage qui fournit une modulation d'une grande stabilité.

III. — J'ai fait une étude quantitative de la courbe de modulation obtenue. Suivant la tension appliquée au quartz, la lumière modulée est constituée par de brusques éclairs où la variation de son intensité est plus

voisine d'une sinusoïde. L'intensité de la composante sinusoïdale fondamentale peut atteindre 43 o/o de l'intensité de la lumière incidente.

IV. — Utilisant ce modulateur à la place de la première cellule de Kerr des fluoromètres classiques, j'ai réalisé un nouveau fluoromètre à grande luminosité dans lequel la mesure des durées de vie (de l'ordre de 5×10^{-9} sec.) est effectuée sans chemin optique variable; la deuxième cellule de Kerr est remplacée par un dispositif photoélectrique suivi d'un phasemètre.

Ce montage pourra servir moyennant quelques modifications de détail dans l'ultra-violet.

V. — A l'aide de ce fluoromètre, j'ai effectué une vérification expérimentale directe, de deux lois importantes relatives à la fluorescence des solutions de matières colorantes :

1° La durée de vie τ est indépendante de la nature du rayonnement excitateur.

2° L'introduction d'un inhibiteur fait subir à la durée de vie et au rendement, des variations proportionnelles.

Cette loi n'étant pas vérifiée quand le paramètre variable est la concentration en substance fluorescente de la solution, j'ai expliqué l'écart observé par l'influence de la fluorescence secondaire.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les fonctions de Bessel et leurs applications.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 18 Juillet 1942.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

P. MONTEL.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

GILBERT GIDEL.

